



TITLE:

荷電ビームによる微細パターン形成に関する研究( Dissertation\_全文 )

AUTHOR(S):

加藤, 高秋

---

CITATION:

加藤, 高秋. 荷電ビームによる微細パターン形成に関する研究. 京都大学, 1988, 工学博士

ISSUE DATE:

1988-05-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r6577>

RIGHT:

# 荷電ビームによる微細パターン形成 に関する研究

昭和 62 年 11 月

加 藤 高 秋



# 荷電ビームによる微細パターン形成 に関する研究

昭和 62 年 11 月

加 藤 高 秋





第1章 緒 論	1
1.1 本研究の背景	1
1.2 本研究の意義	2
1.3 本論文の構成	3
第2章 電子ビーム露光による微細パターン形成技術に関する基礎研究	6
2.1 はじめに	7
2.2 電子の固体内散乱の解析	7
2.3 電子ビーム露光プロセスのシミュレーション	12
2.4 基板段差部における電子の散乱シミュレーション	20
2.5 ま と め	27
第3章 電子ビーム露光技術のサブミクロンデバイスへの応用に関する研究	30
3.1 はじめに	31
3.2 電子ビーム露光装置用単結晶LaB <sub>6</sub> カソードの特性	31
3.3 多層レジスト構造による微細パターン形成とGaAsデバイスへの応用	41
3.4 表面弾性波(SAW)デバイスへの応用	53
3.5 高電圧電子ビーム露光技術	66
3.6 ま と め	71
第4章 イオンビームの散乱過程に関する基礎研究	75
4.1 はじめに	76
4.2 イオンの固体内散乱の解析	76
4.3 モンテカルロ・シミュレーションのモデリング	81
4.4 ま と め	91
第5章 イオンビームの微細加工への応用に関する研究	93
5.1 はじめに	94
5.2 半導体基板へのイオン注入プロセスの解析	95
5.3 イオンビームによるレジスト露光	98
5.4 イオンビームによる照射損傷の解析	108
5.5 集束イオンビームによる微細パターン形成	117
5.6 ま と め	120

第 6 章 結 論	123
6.1 結 論	123
6.2 今後の課題	124

## 謝 辞







# 第1章 緒 論

## 1.1 本研究の背景

半導体デバイスの歴史は微細化の歴史と言われるように、デバイス開発と微細加工技術とは切り離せないものとなっている。Si(シリコン)半導体デバイスの分野では、デバイスの高集積、高速化等の高性能化のための技術開発が日進月歩で展開されており、4メガビットDRAM(ダイナミックメモリ)デバイスでは1つのデバイスチップ上に集積される部品数は1000万個にもなる。GaAs(ガリウムヒ素)等の化合物半導体デバイスの分野では光デバイスや高い電子移動度を利用した高速デバイス等の開発が進められている。これらの半導体デバイスは、SiやGaAsの単結晶の厚さ $500\mu\text{m}$ 程度の基板(ウェハ)に成膜、エッチング、さらにB(ボロン)、P(リン)などの不純物拡散をくり返し行ない、最後にAl(アルミニウム)等の金属薄膜による配線パターン形成のプロセスを経て製造される。これらのプロセスを行なうためには、通常フォトリソグラフィ<sup>1)</sup>を用いたデバイスパターンの形成プロセスが必要である。これはウェハ表面にレジストと通称される有機高分子材を塗布し、ガラス基板上にあらかじめパターンが設けられたマスク(フォトマスク)を通して露光し、現像処理を行なうことによりレジストパターンを形成する方法である。形成されたレジストパターンを用いて、選択的にイオン注入や金属薄膜の成膜等のプロセスを行なうことができる。

従って、レジストパターンの微細化はデバイスの高集積化のために必須の課題となる。フォトリソグラフィで形成できるパターンの最小寸法は用いる光の波長で決まり、最近では $365\text{nm}$ の波長の光が用いられ、パターンの解像限界は $0.5\mu\text{m}$ 程度である。波長が数nm~数十nmのX線を用いると、更に微細なパターンが形成できるが、X線用のマスク(X線マスク)が必要である。X線マスクは、 $\text{Si}_3\text{N}_4$ (窒化シリコン)やSiC(炭化シリコン)等のX線を透過する薄膜を基板として、この上にAu(金)やTa(タンタル)等のX線吸収体を用いてマスクパターンが形成された構造になっている<sup>2)</sup>。このX線マスクの作製技術は基板となる厚さ数 $\mu\text{m}$ 程度の薄膜の変形やX線に感光するレジストの感度が低いこと等数多くの問題がある<sup>3)</sup>。

これら光学的手法に代わるリソグラフィ技術として電子ビームやイオンビームを用いたパターン形成技術がある。電子ビームを用いてレジストパターンを形成する方法は電子ビーム露光技術<sup>4), 5)</sup>と呼ばれ、すでにフォトマスクの作製技術として実用化されており、X線マスクの作製にも必要となる。一方、 $0.5\mu\text{m}$ 以下の微細パターンの形成が必要なGaAs FET(電界効果トランジスタ)デバイス<sup>6)</sup>や表面弾性波(SAW)デバイス<sup>7)</sup>などのデバイスを作製する方法としては、電子ビームやイオンビームを用いる方法が最も実用的なものである。Si半導体デバイスの分野においても $0.5\mu\text{m}$ 程度以下の微細加工を必要とする超LSIの開発を行なうためにはこれら荷

電ビーム応用技術は不可欠となっている。

## 1.2 本研究の意義

半導体工業では半導体デバイスの高集積化・高性能化を目的としてデバイスパターンの微細化に対する研究開発が精力的に進められている。半導体デバイスを製造するためのプロセスに適用するために、現在まで数多くの微細パターン形成技術が開発されている。その中で最も一般的な方法は電子ビーム露光技術を用いて、試料上に塗布されたレジスト上にパターンを形成し、プラズマによる化学反応又はイオンビームによるスパッタリング等を応用して基板のエッチングを行ない、イオン注入による不純物の注入や電極材料の成膜を行なう一連のプロセスである。電子ビーム露光によるパターン形成技術は微細なパターンを、位置及びパターン寸法の精度が  $0.1\mu\text{m}$  以下と高精度で形成できることを特長としており、設計の変更にも迅速に対処できるため、ゲートアレイに代表されるカスタムLSI（大規模集積回路）のような少量多品種のデバイス作製に適している。

しかしながら、電子はレジストやSi, GaAs 基板等の固体中で散乱を受けやすく、後方散乱現象が生じて近接したパターンを描画するとパターンに歪みが生じたり、パターンの大きさにより最適な露光条件が異なる現象が現われる。この現象は近接効果と呼ばれ、微細パターン形成に対する障害となっている。

一方固体内散乱が電子に比べて小さく、固体中での平均自由行程が電子の場合の $10^{-3}$ 倍以下となるHe（ヘリウム）やBe（ベリリウム）等のイオンを用いた微細加工技術に関する研究が集束イオンビーム加工技術の実用化を目的として進められている。 $0.1\mu\text{m}$ 程度のビーム径の集束イオンビームをイオン注入やエッチング等の半導体製造プロセスに応用する試みは1970年代前半から存在したが、本格的な研究はイオン源としてGa（ガリウム）等の液体金属を用いる技術が開発された1979年以降になってから始められた。

半導体製造プロセスで用いられるSiやB, P等のイオンが電子ビームと同程度のビーム径と輝度をもつ集束イオンビームが得られるとマスクレスプロセスが可能となり、製造プロセスが簡略化される。従って、集束イオンビーム技術に関する研究は今後重要性が増す。

現在、半導体製造プロセスにはイオン注入やイオンビームエッチング等のイオンビーム応用技術が既に実用化されている。イオン注入では基板中に注入されるイオンの濃度分布や注入深さに対する資料が必要で、そのために数多くの理論的解析がなされて来た。その中で代表的なものは、J.Lindhardら<sup>8)</sup>によるLSI理論である。この理論は第4章でも述べるようにイオンの固体内散乱に対する解析的手法を用いてイオンの固体中での注入分布や平均的射影距離（Projection Range）に対する知見を得るものである。しかしこの理論は必ずしも絶対的なものではなく、例え

ば、レジスト中での散乱を扱った報告も極めて少ない。更にイオン種により、実験データとの不一致も存在する。<sup>9)</sup>

このような状況の中で、荷電ビーム応用技術を微細加工技術として実用化するために、電子やイオンの固体中での散乱現象をより高精度に解析する手法が必要である。本研究ではこの手法としてモンテカルロ・シミュレーションを用いて、荷電ビームの固体内散乱に関する理論的考察を行なうことにより、荷電ビームをリソグラフィやイオン注入等の微細加工技術として実用化するための指針を与えることを目的としている。モンテカルロ・シミュレーションは、電子の固体内散乱に関しては、電子ビームのビーム径、照射試料の材質や構造等に何ら制限を加えることなく解析を行なうことが可能で、電子ビーム露光による微細パターン形成技術に対する理論的裏付けを与えることができる。一方、イオンの固体内散乱に関しては、LSS理論より更に高い精度でしかもより広範囲の対象に対する解析が可能となる。

### 1.3 本論文の構成

荷電ビームを電子ビームとイオンビームとに大別すると、前者ではエネルギー輸送のみが問題となるのに対し、後者ではエネルギー輸送のみならず、例えばイオン照射に起因する損傷の問題が生じる。従って、本論文では電子ビームに関する項目を第2章、第3章に、イオンビームに関する項目を第4章、第5章にそれぞれ章を分けて記述している。

第2章では電子ビーム露光による微細パターン形成技術に関する基礎的研究の成果について述べる。ここでは、電子の後方散乱現象に起因してレジストパターンに歪みの生じる近接効果をモンテカルロ・シミュレーションにより解析した結果及び電子ビーム直接露光における位置合せマークとして基板上に形成された段差部での電子の散乱に関する解析結果を示す。

第3章では電子ビーム露光技術のサブミクロン・デバイスへの応用研究の成果について述べる。ここでは、まず電子ビーム露光用の高輝度電子放出フィラメントである単結晶LaB<sub>6</sub>カソードの電子放出特性の測定結果を示し、次に、2種類の電子ビーム用のレジストを用いて2層レジスト構造を形成しパターン形成を行ない、このパターンを用いてGaAsデバイスのマッシュルーム型ゲート電極を形成した結果を示す。つづいて、電子ビーム露光により0.5 $\mu$ m程度の微細パターンを有する表面弾性波(SAW)デバイスを作製した結果を示し、最後に、電子ビームの加速電圧を通常の2倍以上にする高電圧電子ビーム露光による微細パターン形成技術について述べる。

第4章ではイオンビームの固体内散乱を解析するための基礎的研究結果について述べる。ここでは固体内散乱に関する様々な手法について検討を加え、モンテカルロ・シミュレーションを行なうためのモデルを示す。

第5章ではイオンビームによる微細加工技術に関する研究結果について述べる。ここではまず、

イオン注入プロセスに関する解析結果を示し、次にイオンビームによるレジスト露光によるパターン形成技術に関し考察した結果について述べ、最後にイオンビームを照射することにより生じる損傷に関する定量的解析結果について述べる。

第6章では本論文の結論及び今後の課題を述べており、前章までにおいて述べた結果を総括し将来の展望を試みている。

## 参 考 文 献

- 1) W.S. De Forest, Photoresist, materials and Processes, McGRAW-HILL, (1975).
- 2) D.L. Spears and H.I. Smith, High-Resolution Pattern Replication using Softx Rays, Electron Lett., 8, 102 (1972).
- 3) D.C. Flanders and H.I. Smith, Polyimide menbrane X-ray lithography masks — Fabrication and distortion measurements, J. Vac. Sci. Technol., 15, 995 (1978).
- 4) J.P. Ballantyne, Electron beam fabrication of chromium master mask, J. Vac. Sci. Technol., 12, 1257 (1975).
- 5) R.D. Moore, EL system : High throughput electron beam lithography tools, Solid State Technol., 127 (1983).
- 6) S.G. Bandy, Y.G. Chai, R. Chow, C.K. Nishimoto and G. Zdasiuk, Submicron GaAs microwave FET's with low parasitic gate and source resistance, IEEE, EDL-4, 42(1983).
- 7) K. Yamanouchi, T. Meguro and J.K. Gautam, Low-loss GHz range SAW filter using group-type unidirectional Transducer-new GUDT and new phase shifter — , Ultrasonic Symposium, 212 (1982)
- 8) J. Lindhard and M. Scharff, Energy Dissipation of Ions in keV Region, Phys. Rev., 124, 128 (1961).
- 9) D.H. Lee and R.M. Malbon, The influence of the amorphous phase on ion distributions and annealing behavior of group III and group V ions implanted into silicon, Appl. Phys. Lett., 30, 327 (1977).









## 第 2 章

電子ビーム露光による微細パターン形成技術に関する基礎研究





## 2.1 はじめに

電子ビームを利用した技術は、電子顕微鏡やX線マイクロアナライザ、オージェ電子分光装置等の分析測定分野で数多く見られる<sup>1)</sup>。一方、半導体デバイスの製造プロセスの中でも電子ビーム露光を用いた微細加工技術の研究開発が各方面で進められている<sup>2)</sup>。これら電子ビームの工業的応用技術を展開するために電子の固体中での散乱過程を解析することは不可欠の主題として従来から研究がなされてきた<sup>3)</sup>。その解析手段として解析手法から分類すると解析的モデルによるもの<sup>4)</sup>とモンテカルロ・シミュレーションによるもの<sup>5), 6)</sup>とに大別できるが、高性能コンピュータの利用が容易に可能な現在では後者のシミュレーション法がより優れた解析法と言える。モンテカルロ・シミュレーションでは試料の構造や材質に制限を設けることなく解析することができるため、応用範囲が広く、しかも高精度な成果を得ることが可能となる。

本章ではまず電子ビームの固体内散乱に関するモンテカルロ・シミュレーションのモデルについて概説し、次にこのシミュレーションを用いて、電子ビーム露光による微細パターンプロセスを解析した結果について述べ、最後に電子ビーム直接露光における位置合せマーク検出プロセスをモンテカルロ・シミュレーションにより解析した結果について述べる。

## 2.2 電子の固体内散乱の解析

### 2.2.1 散乱断面積

電子の固体内散乱を解析する場合、電子の標的原子による散乱断面積を知る必要がある。散乱断面積を求めるには電子と標的原子との間に働くポテンシャル $V(r)$ を決めねばならない。 $V(r)$ として通常遮蔽クーロンポテンシャル、

$$V(r) = -\frac{Z}{r} e^2 \exp(-\lambda r) \quad (2-1)$$

が用いられる。ここで $r$ は電子と標的原子との間の距離、 $Z$ は標的原子の原子番号、 $e$ は電子の電荷であり、 $\lambda$ は

$$\lambda = \mu (Z^{1/3} / 0.8853 a_0) \quad (2-2)$$

である。ここで $\mu = 1.12$ で $a_0$ はボーア半径( $0.529 \times 10^{-8} \text{cm}$ )である。ポテンシャルエネルギー $V(r)$ をもつシュレーディンガー方程式の解を漸近形で表わすと、

$$\psi \approx e^{ikx} + \frac{f(\theta)}{r} e^{ikr}$$

と書ける<sup>7)</sup>。ここで $\theta$ は電子の散乱角であり、 $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$ で、 $m$ 及び $E$ はそれぞれ電子の質量、エネルギーである。又 $f(\theta)$ は散乱振幅と呼ばれる。この散乱振幅を用いると、立体角 $d\Omega$ 中に散

乱される粒子の入射波の流れの密度に対する比  $d\sigma(\theta)$  は  $|f(\theta)|^2 d\Omega$  となる。 $\sigma'(\theta)$  ( $\equiv \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ ) =  $|f(\theta)|^2$  は微分散乱断面積と呼ばれる。

散乱振幅  $f(\theta)$  を求めるために Born 近似が適用できるための条件は  $|V(\hbar/mv\theta)| \ll mv\theta$  となり、<sup>7)</sup> 遮蔽クーロンポテンシャルの場合は、

$$\frac{Ze^2}{\hbar v} \exp(-\lambda \frac{\hbar}{mv\theta}) \ll 1 \quad (2-3)$$

となる。

ここで  $v$  は電子の速度である。(2-3) 式の条件は 1 keV 程度以上のエネルギーの電子の場合成立するから、 $f(\theta)$  は Born 近似により

$$f(\theta) = -\frac{2m}{\hbar^2} \int_0^\infty V(r) \frac{\sin Kr}{Kr} r^2 dr \quad (2-4)$$

となる。

ここで、

$$K = 2k \sin \frac{\theta}{2}$$

である。

$V(r)$  として (2-1) 式を用いると (2-4) 式は

$$f(\theta) = \frac{2mZe^2}{\hbar^2} \frac{1}{4k^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} + \lambda^2} \quad (2-5)$$

となる。従って、微分散乱断面積  $\sigma'(\theta)$  は

$$\sigma'(\theta) (\equiv \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}) = \frac{4m^2Z^2e^4}{\hbar^4} \frac{1}{(4k^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} + \lambda^2)^2} \quad (2-6)$$

となる。

## 2.2.2 散乱角度分布

本論文では D.F. Kyser と K. Murata<sup>8)</sup> の単一散乱モデルに基づくモンテカルロ・シミュレーション法を用いた。このモデルは電子の散乱を遮蔽ラザフォード型の散乱角度分布により記述し、単一の弾性衝突によってのみ方向を転換し、電子の減速過程が試料中の電子との相互作用による核外電子の電離や励起等をひきおこす非弾性散乱の過程のみにより生じるとするものである。また

電子の弾性衝突間の飛跡は直線により近似する。

散乱角度分布を記述する式は (2-6) 式を用いて次のようになる。

$$\sigma'(\theta) \left( \equiv \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right) = \frac{Z(Z+1)e^4}{4E^2} \frac{1}{(1-\cos\theta + 2\beta)^2} \quad (2-7)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \sigma'(\theta) : & \text{微分散乱断面積,} & \theta : & \text{散乱角} \\ Z : & \text{標的原子の原子番号,} & e : & \text{電子の電荷} \\ E : & \text{電子のエネルギー,} & d\Omega : & \text{立体角} \end{aligned}$$

であり、

$\beta = \frac{1}{4} (1.12 \frac{\hbar \lambda}{P})^2$  は遮蔽パラメータと呼ばれる。ここで、 $\lambda$  は (2-2) 式により与えられる。 $P$  は電子の運動量である。この遮蔽パラメータは軌道電子により原子核の正の静電ポテンシャルが遮蔽される影響を考慮するために導入されたものと言える。ラザフォードの式は  $\lambda \rightarrow 0$ 、従って、 $\beta \rightarrow 0$  の場合に等しい。(2-7) 式は (2-6) 式と異なって、 $Z^2 \rightarrow Z(Z+1)$  となっていることが、これは軌道電子との非弾性散乱による入射電子の方向変化を近似的に表現するためのものである。<sup>8)</sup> (2-7) 式を積分すると全断面積  $\sigma$  が (2-8) 式のように表わせる。

$$\sigma = \frac{\pi e^4 Z(Z+1)}{4E^2 \beta(\beta+1)} \quad (2-8)$$

(2-8) 式より方向転換を生じる弾性衝突間に電子が進む平均自由行程 ( $\Lambda$ ) が (2-9) 式により求まる。

$$\Lambda^{-1} = n \sigma = \frac{N_A \rho}{A} \sigma \quad (2-9)$$

ここで、 $N_A$  : アボガドロ数、 $\rho$  : 標的試料の密度、 $A$  : 標的試料の原子量、 $n = \frac{\rho}{A} N_A$  は原子密度である。一方 (2-7)、(2-8) 式を用いて電子が立体角  $d\Omega$  中に散乱される確率 ( $P(\theta) d\Omega$ ) を定義すると、

$$P(\theta) d\Omega = \left( \frac{\sigma'(\theta)}{\sigma} \right) d\Omega$$

であり、

$$F(\theta) = \int_0^\theta P(\theta) d\Omega$$

とすると、 $0 \leq F(\theta) \leq 1$  であり  $F(\theta)$  の値を一様乱数により与えると散乱角 ( $\theta$ ) が (2-10) 式により求まる。

$$\cos \theta = 1 - \frac{2 \beta F(\theta)}{1 + \beta - F(\theta)} \quad (2-10)$$

この  $\theta$  は (2-7) 式の確率分布をとることが示される。<sup>9)</sup>

標的試料が、例えば有機高分子のように複数の元素から構成されている場合は、 $C_i$  を  $i$  種の元素の重量組成比とし、 $i$  種の元素の原子量を  $A_i$  として、 $i$  種の元素の原子と衝突する確率  $P_i$  を次式で定義する。

$$P_i = (C_i \sigma_i / A_i) / (\sum_i C_i \sigma_i / A_i)$$

ここで乱数  $R$  を発生させて  $P_i$  と比較して元素を特定する。又、平均自由行程は (2-9) 式の代りに (2-11) 式

$$\Lambda^{-1} = \rho N_A \sum_i \frac{C_i}{A_i} \sigma_i \quad (2-11)$$

を用いる。

### 2.2.2 エネルギー損失

電子の散乱過程における減速は前節で述べたように、試料中の電子との非弾性散乱により生じる。実際の散乱では離散的に生起する減速過程をモンテカルロ・シミュレーションでは連続的かつ平均的なものとして近似する。つまり、電子が平均自由行程の距離だけ試料中を進む間に失うエネルギーを  $\Delta E$  とすると、 $\Delta E$  は (2-12) 式に

$$\Delta E = - \left( \frac{dE}{dS} \right) \Lambda \quad (2-12)$$

より与えられるとする。Bethe の理論<sup>8)</sup> によると、(2-12) 式中の  $\frac{dE}{dS}$  は (2-13) 式により与えられる。

$$-\frac{dE}{dS} = \frac{2\pi e^4 \rho N_A}{E} \sum_i \left[ \frac{C_i Z_i}{A_i} \ell_n \left( \frac{\gamma E}{I_i} \right) \right] \quad (2-13)$$

ここで、 $\gamma$  は補正係数で非相対論的領域では 2、相対論的領域では 1.166 である。又  $I_i$  は元素  $i$  の平均電離エネルギーである。<sup>10)</sup>

電子のエネルギー  $E$  が与えられると (2-13) 式によりエネルギー損失率が求められる。このエネルギー損失率に (2-9) 式又は (2-11) 式で与えられる平均自由行程を乗じることにより 1 回の衝突から次の衝突を起すまでに失う電子のエネルギー量が決まる。

### 2.2.3 シミュレーションプロセス

図2.1にモンテカルロ・シミュレーションでの電子の散乱過程の追跡手順を示す。入射エネルギー  $E_0$  で試料に入射した電子は(2-10)式から計算される散乱角  $\theta_0$  だけ方向変化を受け(2-9)又は(2-11)式から計算される平均自由行程  $\Lambda_0$  を進んだところで次の衝突を受け方向を変える。その際、電子のエネルギーは、 $n$  回衝突した後(2-14)式で与えられる量に減少する。

$$E_{n+1} = (E_n - \left| \frac{dE}{ds} \right|_{E_n} \Lambda_n) \quad (2-14)$$

$$(n = 0, 1, 2, \dots)$$

ここで  $\left| \frac{dE}{ds} \right|_{E_n}$  は(2-13)式から求めることができる。

以上述べた手順を繰り返し行なうことにより電子の固体中での散乱過程と減速過程をシミュレートすることができる。通常1個の電子を追跡するに際しては、電子のエネルギーがある値( $E_{min}$ )以下になると計算を打切る。 $E_{min}$  の値は本研究では10eVに設定している。

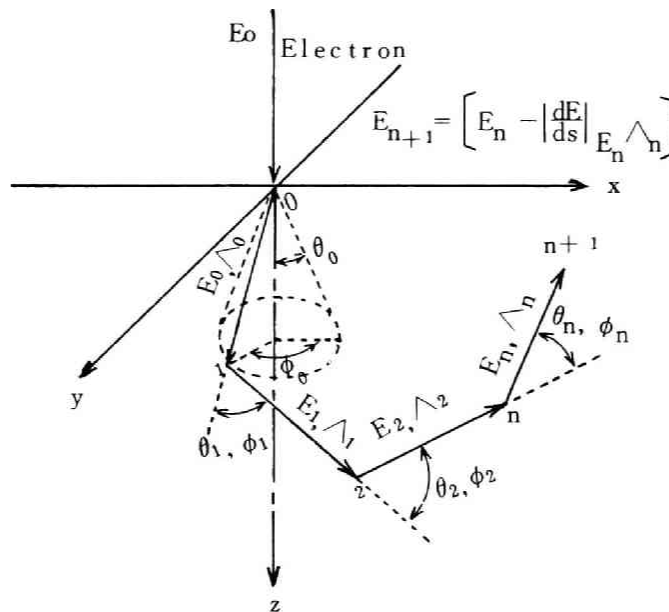


図2.1 モンテカルロ・シミュレーションによる電子の固体内散乱の追跡手順<sup>8)</sup>

モンテカルロ・シミュレーションの誤差は一般には、くり返し回数を  $N$  として  $N^{-1/2}$  のオーダーとなるが、高い精度の計算を行なうためには、 $N$  を大きくする必要がある。つまり上記の初期値  $E_0$  のエネルギーの電子が  $E_{min}$  以下になるまでの散乱過程の反復追跡回数を多くする必要がある。本研究では  $N$  として  $10^4$  回のくり返し計算を行なっている。

電子の減速過程の中で試料中に放出されるエネルギーの分布が以上の手順で計算されることになる。



## 2.3 電子ビーム露光プロセスのシミュレーション

### 2.3.1 レジスト中でのエネルギー分布

電子ビームをレジストが塗布された Si や GaAs 等の半導体基板上へ照射して、有機溶剤を用いた現像プロセスによりレジストパターンを形成する方法が電子ビーム露光法である。レジストパターンの形成はレジスト中での電子ビーム照射による電子の放出エネルギーの分布状態により決めることが後述のように示せるので、電子ビーム露光によるレジスト中でのエネルギー分布の計算は重要である。電子が試料上の、ある 1 点に入射した場合の試料中でのエネルギー分布は前節で述べた手順で計算される。一方、実際の電子ビームはビーム内での電子数がガウス分布で近似される有限のビーム径を有している。従って前節で得られた結果をビーム内での電子数分布に応じて積分せねばならない。今ビーム内での電子数の分布が (2-15) 式のガウス分布で表わせるとする。

$$f(r) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2-15)$$

ここで  $\sigma$  は標準偏差であり、 $r$  はビーム中心からの距離である。本研究においては  $2\sigma$  をビーム径と定義している。(2-15) 式で表わせるガウス分布をもち、走査周波数  $f$  で走査される電子ビームが試料上のある 1 点に入射した場合を考察する。図 2.2 に示す点  $i$  が入射中心とすると、斜線部分に含まれる電子数  $G(i)$  は、

$$\begin{aligned} G(i) &= Q \times \int_{\theta_{i-1}}^{\theta_i} \int_{r_{i-1}}^{r_i} f(r) r dr d\theta \\ &= Q \times \frac{\Delta\theta}{2\pi} \left[ \exp\left(-\frac{r_{i-1}^2}{2\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{r_i^2}{2\sigma^2}\right) \right] \\ &\quad (\Delta\theta = \theta_i - \theta_{i-1}) \end{aligned} \quad (2-16)$$

となる。ここで  $Q$  は入射電子数で、これはビーム電流 ( $I$ )、ビームの走査周波数 ( $f$ ) と電子の電荷 ( $e$ ) を用いて、

$$Q = \frac{I}{f e}$$

として求めることができる。図 2.2 において点  $P$  と点  $Q$  間の距離を  $S$  とすると、斜線部分に入射した電子による点  $Q$  でのエネルギー強度  $E(s)$  は (2-17) 式であらわせる。

$$E(s) = G(i) \times E_0(s) \quad (2-17)$$

ここで  $E_0(s)$  は 1 々の電子が入射した場合の入射中心から距離  $S$  だけ離れた点でのエネルギー強度をあらわす。従って、 $E(s)$  を半径  $r$  及び角度  $\theta$  について積分することにより、ガウス分布をした

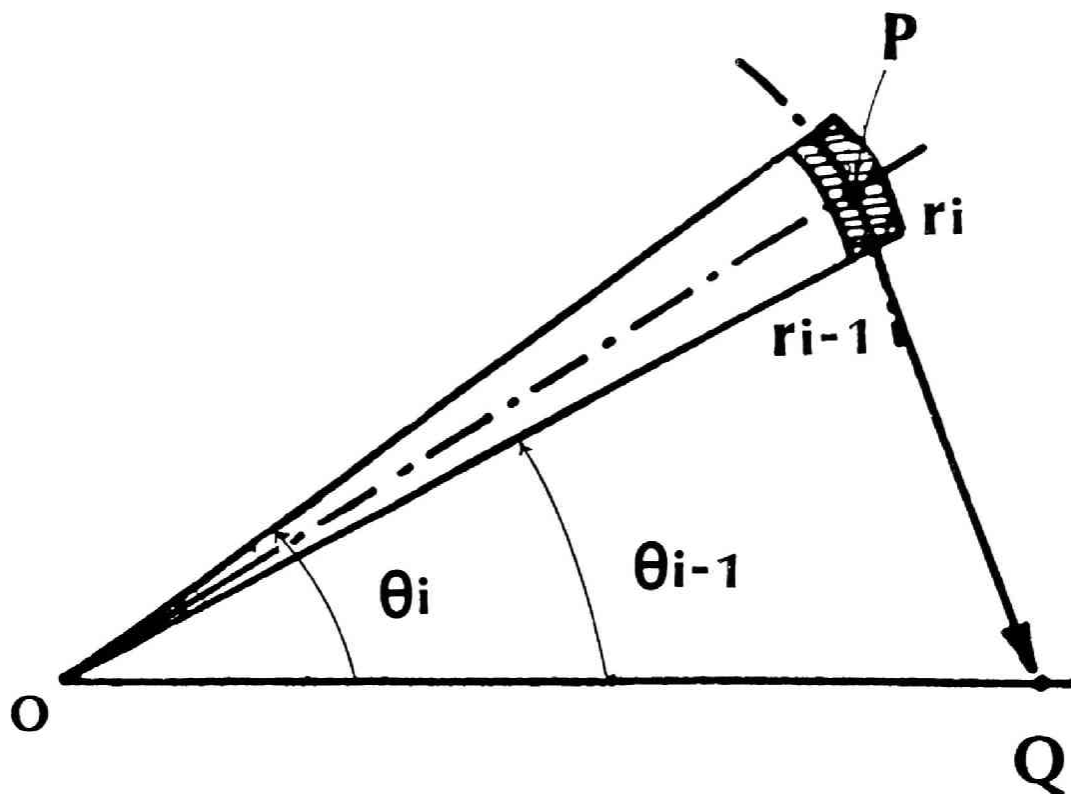


図 2.2 電子ビームの入射中心  $O$  から極座標で  $r_{i-1} \leq r \leq r_i$ ,  $\theta_{i-1} \leq \theta \leq \theta_i$  の領域に含まれる電子からの点  $Q$  でのエネルギー強度への寄与を計算するための模式図。

電子ビームが試料上へ入射した場合の入射中心から距離  $r_0 (= OQ)$  だけ離れた点でのエネルギー強度が計算できる。このようにして、レジスト上のある一点に入射した電子ビームによるレジスト中でのエネルギー強度分布が求まると、この分布を電子ビームの走査方向に重ね合わせることで、任意の露光パターンに応じたレジスト中でのエネルギー強度分布が計算される。

### 2.3.2 近接効果 (Proximity Effect) の解析

図 2.3 に (2-15) 式で示すガウス分布をした電子ビームがレジストの 1 種である PMMA (Poly(Methyl-methacrylate)) に照射された場合の PMMA 中でのエネルギー強度分布を示す。エネルギー強度としては単位照射量 ( $1 \text{ C/cm}^2$ ) 当りのエネルギー密度 ( $\frac{\text{keV}}{\text{cm}^2} \cdot \frac{\text{cm}^2}{\text{C}} = \text{keV/C} \cdot \text{cm}$ ) としている。PMMA の膜厚は  $0.4 \mu\text{m}$  で基板は Si, 電子の入射エネルギーは  $20 \text{ keV}$  である。又ビーム径は  $0.1 \mu\text{m}$  である。計算はレジスト表面近傍 ( $0 \sim 0.1 \mu\text{m}$ ) とレジストと基板界面近傍 ( $0.3 \sim 0.4 \mu\text{m}$ ) とについて行なっている。エネルギー強度はレジスト表面より基板との界面近傍の方が大きくなっており、又入射中心からはなれるに従って単調には減少していない。これらは電子の後方散乱効果に起因するものであり、電子ビーム露光でパターン形成を行なう場合にパターン形状の歪みやパターン寸法の設計値からのずれを生じさせる近接効果 (Proximity effect)<sup>10), 11), 12)</sup> の原因となる。

近接効果は 2 種類あり、それぞれパターン間近接効果 (Inter-Proximity

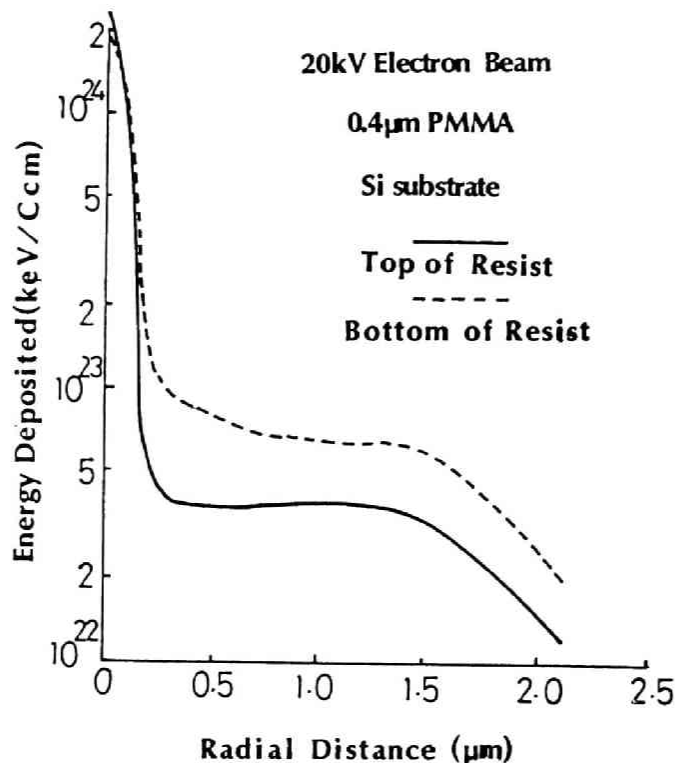


図 2.3 Si 基板上に塗布された PMMA (膜厚  $0.4\mu\text{m}$ ) に  $20\text{keV}$  の入射エネルギーの電子ビーム (ビーム径  $0.1\mu\text{m}$ ) が照射された場合の PMMA 中でのエネルギー強度の横方向分布

Effect) 及びパターン内部近接効果 (Intra-Proximity Effect) と呼ばれる。前者の例として、 $1\mu\text{m}$  の線幅の線が  $1\mu\text{m}$  の間隔をおいて ( $1\mu\text{m}$  のラインアンドスペースと呼ぶ) 3 本配置されたパターンの場合を考察する。電子ビームのビーム径は  $0.1\mu\text{m}$  とする。レジストとして PMMA を用いる場合、現像は通常 MIBK (Methyl-isobutyl Ketone) と IPA (Iso-Propylalcohol) の混合比を 1 : 3 にした溶液を用いるが、この現像液に溶ける領域は、この領域中に蓄積されるエネルギー強度が約  $1.1 \times 10^{22} \text{eV}/\text{cm}^2$  以上なければならないことが示される<sup>3)</sup>。従ってモンテカルロ・シミュレーションにより、レジスト中でのエネルギー分布を計算して上記の等エネルギー曲線を求めれば、現像後のレジストパターンの形状を予測することができる。この方法を上記パターンに適用した結果を図 2.4 に示す。これは線幅の電子ビーム加速電圧依存性を示すもので、実線が 3 本線のうちの中央線の線幅であり、点線は両端の線の線幅である。基板は Si で PMMA の膜厚は  $0.4\mu\text{m}$  である。電子ビームの照射量は  $1.6 \times 10^4$ ,  $2.0 \times 10^4$ , 及び  $2.5 \times 10^4 \text{C}/\text{cm}^2$  である。中央の線幅が端の線幅より太く分る。これはパターン間近接効果の表われであり、電子のレジスト中での後方散乱効果によるものである。従って設計どおりの図形を得ようとする場合、図 2.5 に示すように中央の線と端の線とで照射量 (dose) を変化せねばならない。図中、点線は線幅が  $1\mu\text{m}$  の一本線の場合である。又実線は 3 本線の中央の線の場合、1 点鎖線は端の線の場合

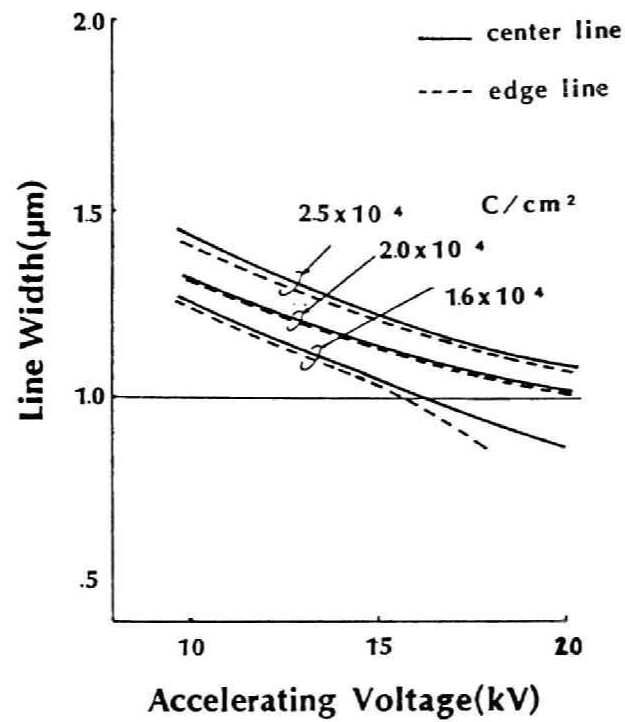


図 2. 4 近接効果に対する電子ビームの加速電圧依存性

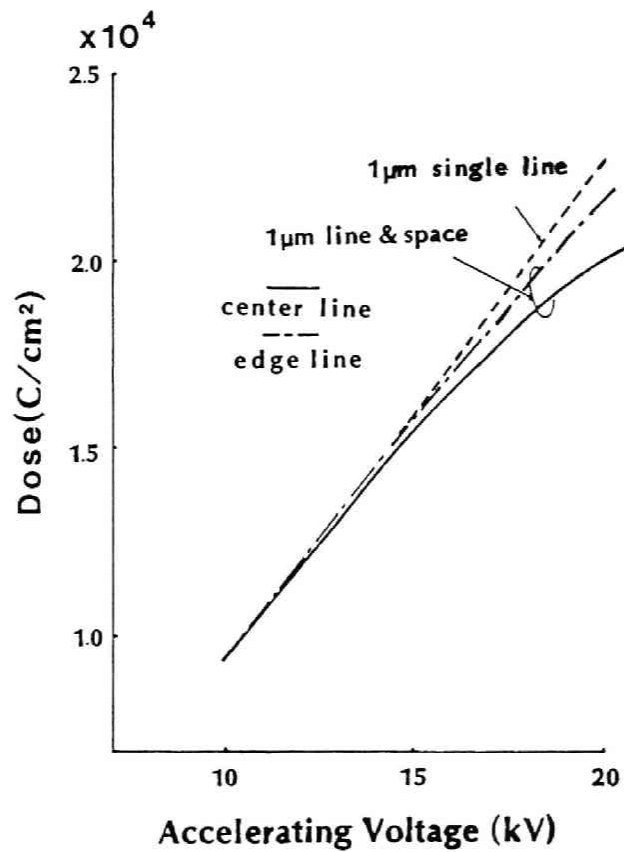


図 2. 5  $1\ \mu\text{m}$ のラインアンドスペースパターンを電子ビーム露光により形成する場合の最適照射量の電子加速電圧依存性。加速電圧が高くなると中央の線と両端の線とでの最適照射量の差が大きくなる。

である。この図から分るように、加速電圧が10～20kVの領域では加速電圧が低い方が近接効果は小さくなり、又照射量も少なくてよい。50kV以上の高加速電圧による電子ビーム露光法については次章で述べる。

パターン内部近接効果はパターンの線幅等の形状により最適な電子ビームの照射量が異なる現象でこれも電子の後方散乱効果に起因する。

3.3節において述べるように基板上にレジストを多層に形成してパターン形成を行なう多層レジスト構造によるパターン形成方法は電子ビームの基板からの後方散乱効果を抑制する有効な方法となる。図2.6は多層レジスト構造の一例としてSi基板上に下層レジスト層としてPMMA（膜厚 $1.0\mu\text{m}$ ）、中間層としてTi（チタン）薄膜（膜厚 $0.05\mu\text{m}$ ）、上層レジスト層としてPMMA（膜厚 $0.4\mu\text{m}$ ）がそれぞれ形成されている3層レジスト構造の試料に20keV、 $0.1\mu\text{m}$ ビーム径の電子ビームを照射した場合の上層レジスト層中での単位照射量当りのエネルギー強度の横方向分布を示す。この図に示すエネルギー分布を図2.3に示すエネルギー分布と比較すると、入射中心から $0.5\mu\text{m}$ 程度以上離れた領域でのエネルギー強度が3層レジスト構造にすることにより著しく小さくなっていることが分かる。これは基板からの後方散乱効果が小さくなっているためで、近接効果の影響を軽減する効果が認められる。

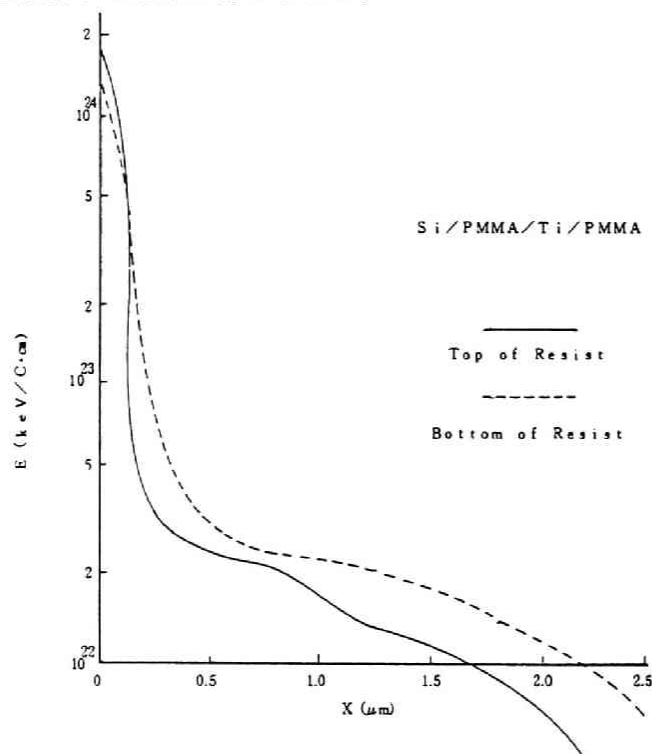


図2.6 Si基板上に形成されたPMMA/Ti/PMMAによる3層レジスト構造の試料に20keV、 $0.1\mu\text{m}$ ビーム径の電子ビーム露光を行なった場合の上層レジスト層（膜厚 $0.4\mu\text{m}$ ）中でのエネルギー強度の横方向分布。中間層のTiの膜厚は $0.05\mu\text{m}$ であり、下層レジストであるPMMAの膜厚は $1.0\mu\text{m}$ である。

### 2.3.3 エネルギーの横方向分布の関数近似

近接効果を補正するためにはレジスト中でのエネルギー強度分布の関数化が必要である。このためレジスト中での横方向分布を表わす近似関数を実験データから求める。この関数としてT. H. P. Chang<sup>11)</sup>が提唱したガウス分布関数が一般的である。今(2-18)式で分布が近似できるものとして係数 $C_1$ 、 $C_2$ 、 $a_1$ 及び $a_2$ を実験データを用いて決定する。ここで $r$ はビーム入射中心からの距離である。

$$f(r) = C_1 \exp\left(-\frac{r^2}{a_1^2}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{r^2}{a_2^2}\right) \quad (2-18)$$

実験はSi基板上にPMMAを $0.4\mu\text{m}$ の膜厚で塗布した試料を20kVの加速電圧で電子ビーム露光することにより行なう。ビーム径は $0.5\mu\text{m}$ である。照射量をパラメータとして線露光を行ないMIBK:IPA=1:3の混合液を用いて現像することにより得られるパターンの線幅を測定する。線露光を行なうと、この線から垂直方向に $r_0$ だけ離れた点Pでのエネルギー強度 $S(r_0)$ は(2-19)式で表わせる。ここで $\ell$ は、線上の任意の点Qから点Pまで

$$S(r_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f(r) d\ell \quad (2-19)$$

の距離を $r$ として、 $\ell = \sqrt{r^2 - r_0^2}$ から求めるものとする。(2-18)式から、(2-19)式は

$$\begin{aligned} S(r_0) &= \sqrt{\pi} \left( C_1 a_1 \exp\left(-\frac{r_0^2}{a_1^2}\right) + C_2 a_2 \exp\left(-\frac{r_0^2}{a_2^2}\right) \right) \\ &= S_P(C_1, a_1, r_0) + S_B(C_2, a_2, r_0) \end{aligned}$$

となる。ここで、

$$S_P(C_1, a_1, r_0) = \sqrt{\pi} C_1 a_1 \exp\left(-\frac{r_0^2}{a_1^2}\right) \quad (2-20)$$

$$S_B(C_2, a_2, r_0) = \sqrt{\pi} C_2 a_2 \exp\left(-\frac{r_0^2}{a_2^2}\right) \quad (2-21)$$

である。前述のように現像条件を一定にした場合、現像により溶解するエネルギー強度にはしきい値がある。今、照射量が $d_0$ の場合の線幅を $2r_0$ とすると、線の中央から $r_0$ だけ離れた点でのエネルギー強度はこのしきい値 $E_0$ となっている。線から $r_1$ だけ離れた点でのエネルギー強度を $E_1$ とし、照射量が $d_1$ のとき現像後の線幅が $2r_1$ となったとすると、

$$E_1 = E_0 \cdot \frac{d_0}{d_1}$$

となるので、線幅の照射量依存性を測定すれば線から任意の距離でのエネルギー強度を求めることができる。図2.3から分かるようにエネルギー強度は入射前方散乱電子による寄与分と後方散乱電

子による寄与分とに分けることができる。(2-20)式は前者を表わし、(2-21)式は後者を表わすものと考え、実験により得られたエネルギー強度 $E_1$ にエネルギー分布近似関数 $S_P$ 及び $S_B$ が合致するように係数 $C_1$ 、 $C_2$ 、 $a_1$ 及び $a_2$ を最小二乗法により求めればよいことになる。本研究での実験による結果、これらの係数は表2.1に示すように決まった。なお表2.1には他の報告例もまとめて示している。<sup>(11), (14), (15), (17)</sup>

図2.7にこのようにして求めた近似関数によるエネルギー強度分布を実験値と比較して示す。なお実験での現像は180秒間行なっている。この近似関数を露光パターンに応じて積分することにより任意のパターンに対するエネルギー強度分布を求めることが可能となる。その結果、しきい値エネルギー $E_0$ のパターンに応じた分布が計算され、照射量やパターン形状の補正を行なうことにより近接効果の制御を行なうことが可能となる。

表 2.1 レジスト中でのエネルギー強度分布のガウス分布による近似関数の報告例

$$f(r) = C_0 \exp(-r^2/a_0^2) + C_1 \exp(-r^2/a_1^2) + C_2 \exp(-r^2/a_2^2)$$

$C_0$	$a_0$	$C_1$	$a_1$	$C_2$	$a_2$		
—	—	0.989	0.528	0.057	2.252	PMMA : 0.4 $\mu$ m MIBK : IPA = 1 : 3	著者)
—	—	20.4	0.319	0.305	1.6	PMMA : 0.5 $\mu$ m MIBK : IPA = 1 : 1	14)
—	—	1.5-3.0	0.1-0.2	1	1-1.2	PMMA : 0.6 $\mu$ m MIBK : IPA = 1 : 2	11)
—	—	1.65	0.273	0.047	2.03	PMMA : 0.5 $\mu$ m	15)
194	0.09	202	0.21	1	2.2	PMMA : 0.5 $\mu$ m MIBK : IPA = 1 : 2	17)



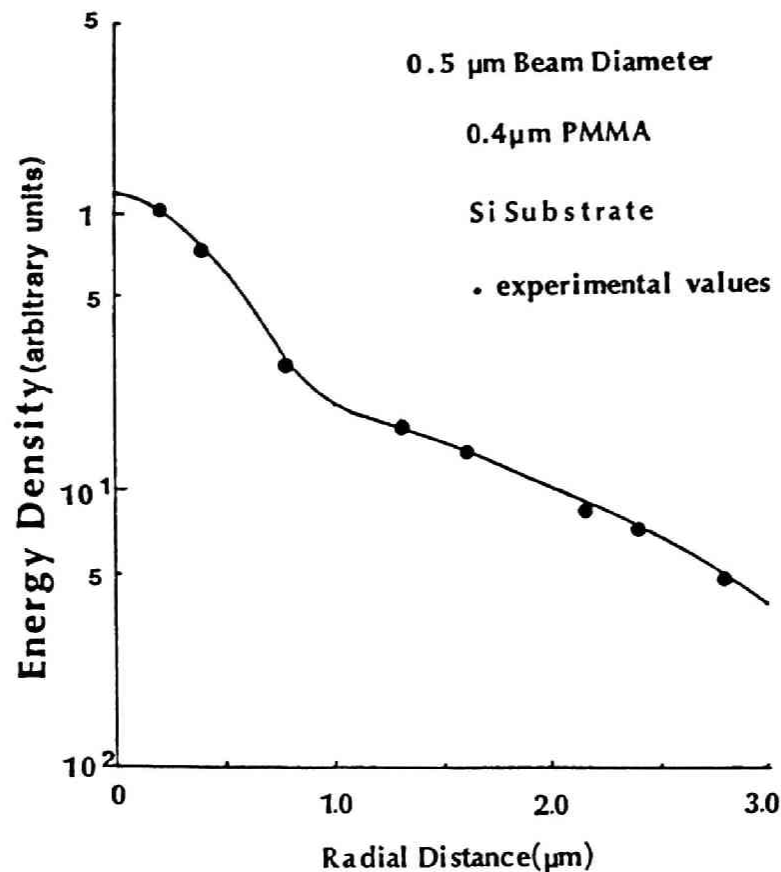


図 2.7 20keV の入射エネルギーの電子ビーム（ビーム径  $0.5\mu\text{m}$ ）を PMMA に照射した場合の PMMA 中でのエネルギー強度分布。黒丸は実験値であり、実線は (2-18) 式で表わせる近似関数から求めた分布である。

## 2.4 基板段差部における電子の散乱シミュレーション

### 2.4.1 電子ビーム直接露光におけるマーク検出技術

電子ビームを用いてパターン形成を行なう場合の大きな特長として、パターンの寸法精度や位置精度が  $0.1\mu\text{m}$  以下と極めて高精度なこと、及び微細パターンの形成が容易であること等が上げられる。従来、半導体デバイスの製作プロセスでパターン形成を行なうために用いられてきた光学的手法ではフォトマスク上に形成されたパターンを試料上に塗布されたレジスト上へ転写することになる。X線を用いた転写の場合も同様にX線マスクを必要とする。これに対して、電子ビームやイオンビームを用いてパターン形成を行なう場合はこれら荷電ビームを電氣的に偏向させて所望のパターンを形成することが可能であり、マスクは不要である。従って、特に短期開発を必要とするデバイスのパターン形成手段として重要な方法となる。

電子ビーム直接露光により試料上にパターンを形成する場合、試料上にあらかじめ形成されている位置合わせマークを検出して、パターンを形成する位置の決定が必要である。従って、マーク検出の精度は直接位置精度に影響を及ぼすことになる。位置合わせ用のマークは、通常、試

料上に形成された段差を用いる。この段差部に電子ビームを走査することにより、試料から生じる<sup>16)</sup>2次電子や後方散乱により生じる反射電子により信号を検出して段差の位置決めを行なう。

本節ではモンテカルロ・シミュレーション法により電子ビームを用いた直接露光プロセスにおける位置合せマーク検出の定量的解析を行なった結果について述べる。

電子ビーム直接露光における位置合せマークとして、図2.8に示すようなマークを考える。そして、Si基板上に高さ $h$ 、斜面が水平面となす角（傾斜角） $\theta$ の段差が形成されている場合、この段差部近傍を図の $x$ 軸方向に電子ビームが走査されるものとし、この試料からの反射電子の散乱角度による分類を図2.8(b)に従って行なう。

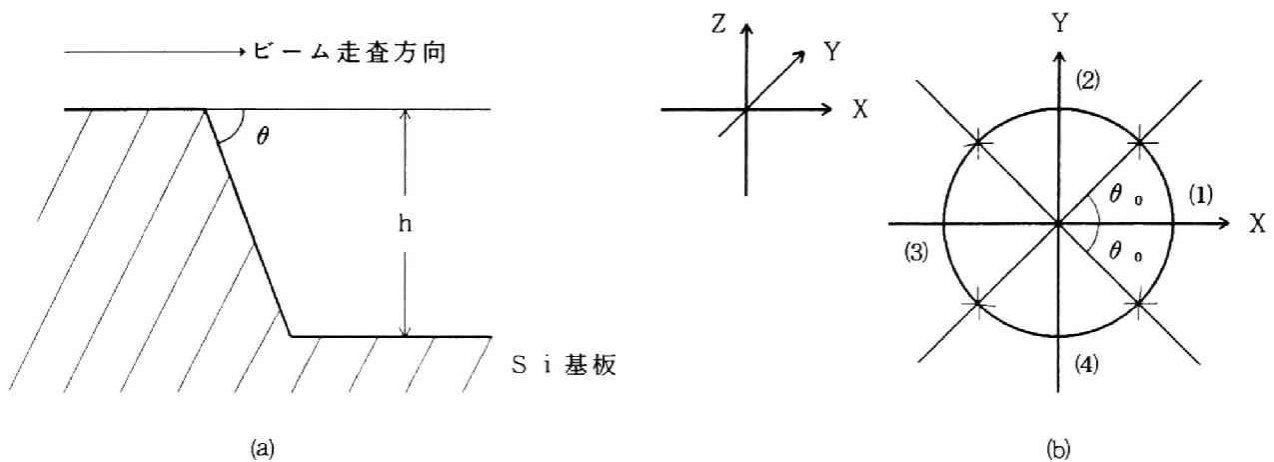


図2.8 シミュレーションに用いたSi基板上の段差部の形状(a)と  
反射電子の散乱角度による分類 ( $\theta_0 = \pi/4$ ) (b)

即ち、散乱角 $\theta_{sc}$ が $-\pi/4 < \theta_{sc} \leq \pi/4$ の場合を(1)に、 $\pi/4 < \theta_{sc} \leq 3\pi/4$ の場合を(2)に、 $3\pi/4 < \theta_{sc} \leq 5\pi/4$ の場合を(3)に、 $5\pi/4 < \theta_{sc} \leq 7\pi/4$ の場合を(4)にそれぞれ分類する。段差の高さは通常 $1.0\mu\text{m}$ 程度のものが用いられるので $h = 1.0\mu\text{m}$ とした。傾斜角 $\theta$ は $80^\circ$ としている。図2.9は $20\text{keV}$ の入射エネルギーでSi基板上の図2.8に示す段差部に入射した電子の飛跡をモンテカルロ・シミュレーションにより求めたものである。(1)は試料がSiのみの場合のもので、(2)はSi基板上にレジストとしてPMMA（膜厚 $1.0\mu\text{m}$ ）が塗布されている場合である。(2)ではレジストは基板と相似な形状をもってSi基板上にあるものとしている。実際は段差部でのレジストの傾斜は、基板の傾斜によりかなりゆるやかになる。(1)と(2)を比較して分るように、基板上にレジストがある場合とない場合とで電子の散乱の様子が異なっている。レジストのある場合、試料外に飛び出す後方散乱電子のエネルギーはレジストのない場合に比べて低くなる。後方散乱により飛び出す反射電子を検出するため一般に半導体検出器が用いられるが、この検出器は入射する電子のエネルギーが低いほど感度が悪くなる。従ってレジストの存在による反射電子のエネルギーの低下は位置合わせ精度を劣化させる要因となる。

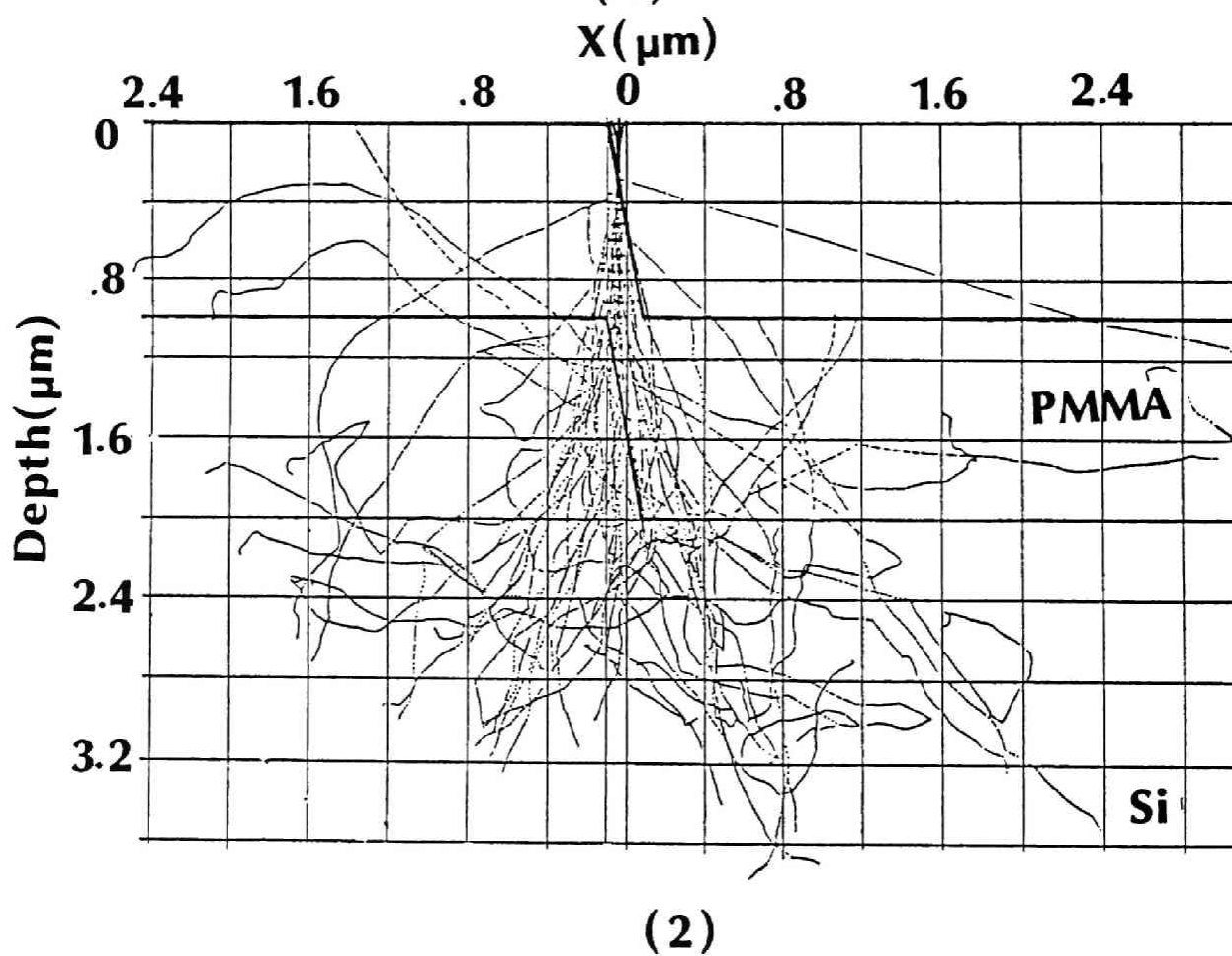
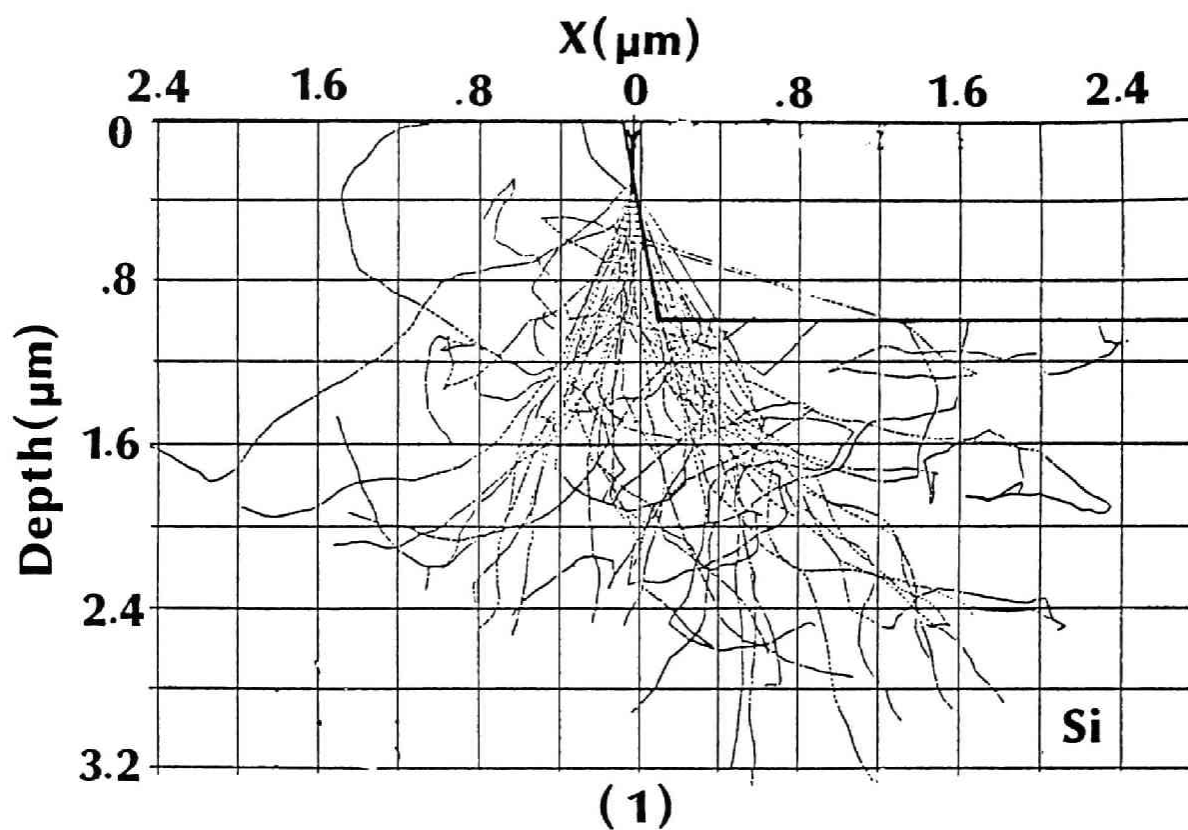


図 2.9 Si 基板上に形成された  $1.0\mu\text{m}$  の段差近傍に入射した  $20\text{keV}$  の電子の散乱飛跡

#### 2.4.2 シミュレーション結果及びその検討

本研究では図2.8(a)に示す段差がSi基板上に形成されている場合の反射電子数の反射方向依存性を図2.8(b)の分類に従って、モンテカルロ・シミュレーション法により解析した。なお、レジストの影響については考慮していない。図2.10は20keVのエネルギーをもつ電子ビームが図2.8(a)に示す段差上を走査された場合の反射電子数( $n_i$ )の反射方向依存性を示すものである。図中、 $X$ は走査方向を示し、 $X = 1.5 \mu\text{m}$ に段差が存在するものとしており、反射電子数は入射電子数( $N : N = 10^4$ )で規格化してある。一点鎖線で示すのは散乱角( $\theta_{sc}$ )が図2.8(b)に示すように $-\pi/4 < \theta_{sc} < \pi/4$ のもの、実線で示すのは $\pi/4 < \theta_{sc} \leq 3/4\pi$ および $5/4\pi < \theta_{sc} \leq 7/4\pi$ のもの、点線で示すのは $3/4\pi < \theta_{sc} \leq 5/4\pi$ のものをそれぞれ表わしている。なお以上の結果は電子ビームがデルタ関数的に入射された場合のものであり、ビーム径は考慮していない。電子ビームが $X$ 方向に走査された場合、段差の存在により図2.8(b)の分類で(1)及び(2)、(4)の方向では反射電子数の割合が急激に減少するのに対し、(3)の方向ではこの減少傾向はゆるやかとなっている。又反射電子数も(3)の方向は(1)の方向によりも50%程度少なくなっていることが分る。

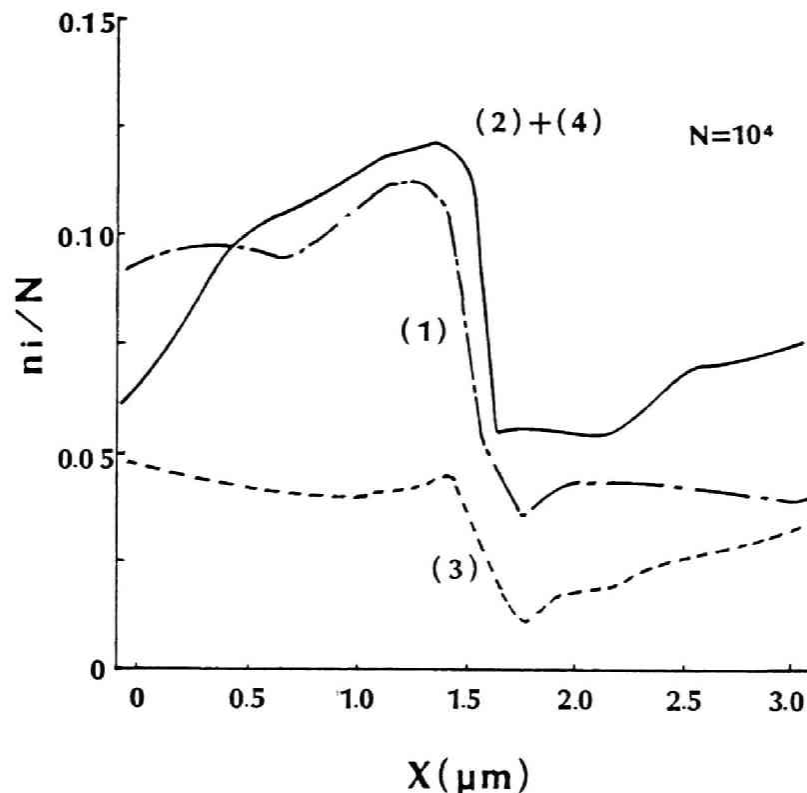


図2.10 Si基板上に設けられた  $1.0 \mu\text{m}$  の段差部に20keVの入射エネルギーの電子が入射した場合の、反射電子数( $n_i$ )の飛び出し方向による分類。

分数は図2.8(b)による。 $N$ は入射電子数を示す。段差部は $X = 1.5 \mu\text{m}$ の所にあるものとしている。

実際に検出器により得られる反射電子の信号は電子の数のみならず、そのエネルギーにも依存したものとなる。これは一般に検出器として用いられる半導体検出器の感度が反射電子のエネルギーが大きいほど高くなるためである。従って、反射電子による位置合わせマーク検出信号をシミュレートするためには、検出器の感度の反射電子エネルギーに対する依存性を考慮する必要がある。通常用いられる半導体検出器の感度は電子のエネルギーに比例して高くなる。このような検出器の特性を考慮した検出信号のシミュレーション結果を図2.11に示す。入射電子ビームのエネルギーは20keVであり、ビーム径をパラメータとしている。図中、Xはビームの走査方向を示し $X = 1.5 \mu\text{m}$ の所に図2.8(a)に示す段差が存在するとしている。又実線で示すのはビーム径が $0.1 \mu\text{m}$ の場合であり、1点鎖線及び点線で示すのが、それぞれ $0.3$ 、 $0.5 \mu\text{m}$ の場合である。ビーム径が小さい方が信号のコントラストが強くなることが分る。図2.12に示すように信号の振幅( $\Delta H$ )と信号の立下り幅( $\Delta W$ )を用いて性能指数 $\Delta S \equiv \Delta H / \Delta W$ を定義すると、ビーム径が小さい方が $\Delta S$ の値は大きくなり、特に反射電子信号の微分波形を用いる場合、よりコントラストの強い信号を得ることが可能となる。

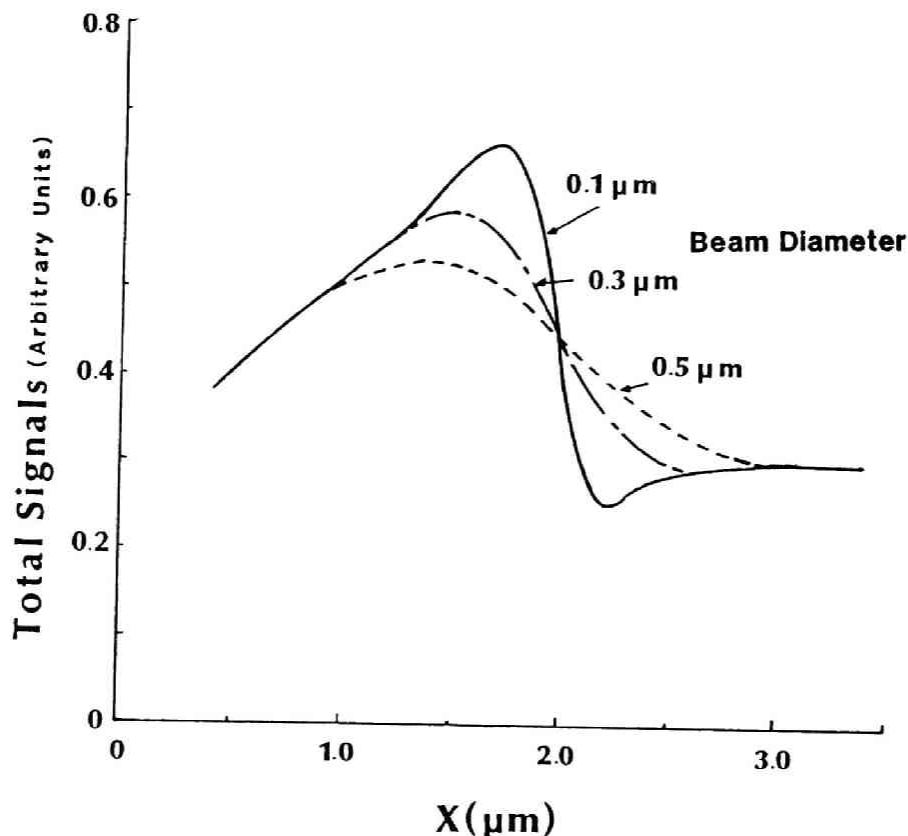


図2.11 図2.8に示すSi基板上の段差部を20keVの入射エネルギーの電子ビームが走査した場合の、反射電子信号をビーム径をパラメータとして示したもの。段差部は $X = 1.5 \mu\text{m}$ の所にあるものとしている。

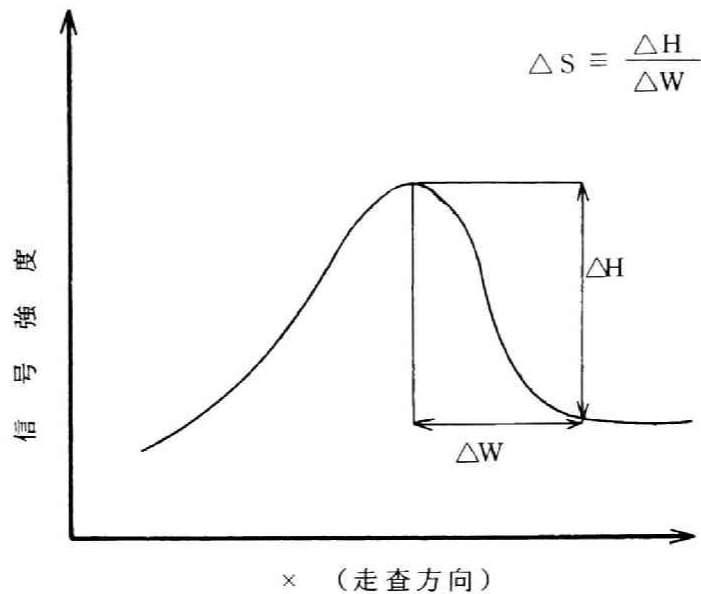


図2.12 反射電子信号の振幅（ $\Delta H$ ）と立下り幅（ $\Delta W$ ）により  
信号の性能指数  $\Delta S \equiv \Delta H / \Delta W$  を定義する。

次に、マーク検出信号の入射ビームのエネルギー依存性について述べる。図2.13に $\Delta S$ のビームの入射エネルギー依存性をビーム径をパラメータとして示す。なお図中、たて軸には $\Delta S$ の値を入射エネルギーが10keVでビーム径が $0.1\mu\text{m}$ の場合の $\Delta S$ の値 $\Delta S_0$ で割った値 $\Delta S'$ （ $=\Delta S / \Delta S_0$ ）を用いている。図から明らかなように入射エネルギーが高いほど信号の性能はよくなる。図中点線で示すのは実際に電子ビーム露光装置JBX-5Aを用いて行なった実験データを図示したものである。ビーム径は $0.1\mu\text{m}$ である。シミュレーション結果との差異は最大10%程度であるが、かなりよく一致していることが分かる。

マーク検出信号に与えるビーム径及び入射電子のエネルギーの影響を考察してきたが、ビーム径は小さい方が、又入射エネルギーは高い方が望ましいことを示した。以上の結果はマーク部にレジストが存在しない場合についてのものでレジストが存在すると前述のように検出感度が劣化する。実際の電子ビーム直接露光プロセスではマーク部のレジストを除去するプロセスを採ることは少なく、マーク上にレジストが存在することによる信号の劣化を避けることは困難である。しかし電子ビームの入射エネルギーを高くしビーム径を小さく絞ることによりレジストが存在する場合にもマーク検出が実用的に可能とすることはできる。

プロセスの簡略化のために、このようなレジストに影響されない露光条件を見い出すことは重要な課題である。

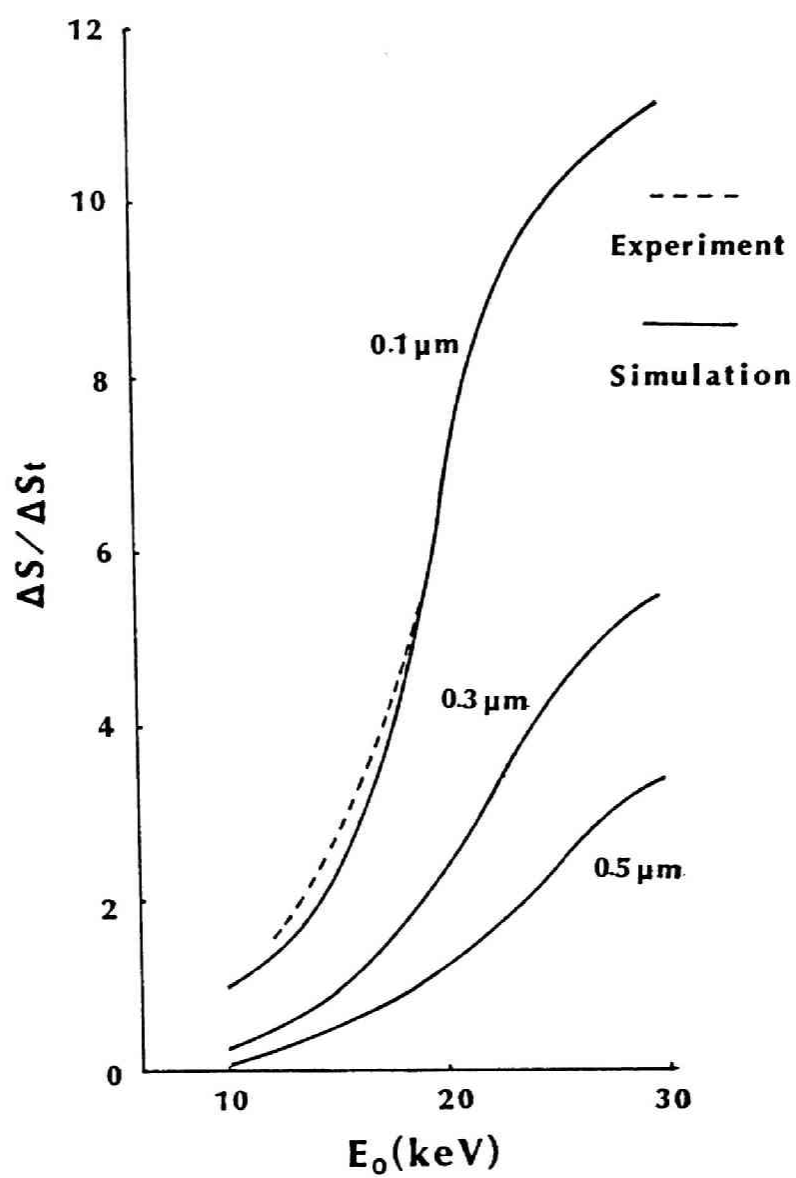


図 2.13 反射電子によるマーク検出信号の入射電子のエネルギー依存性

## 2.5 ま と め

前章で述べたようにして入射電子のレジスト中でのエネルギー強度分布が求まるとエネルギー強度の等しい領域を選択することにより等エネルギー曲線が得られる。等エネルギー曲線の分布は入射電子のエネルギー、ビーム径、基板の構造等の諸条件により異なったものとなり電子の試料中での散乱過程の定量的解析に必要となってくる。特にP M M A等のレジスト中に電子ビームを照射して現像を行なうことによりパターン形成を行なう場合、現像後のレジストパターンの形状がある特定のエネルギー強度の等エネルギー曲線で近似できる。従って、シミュレーションによりパターン形状を予知できることになる。

電子ビーム露光によりレジスト上にパターン形成を行なう場合、設計パターンを得るための露光条件の設定や電子の基板からの後方散乱効果に起因する近接効果と呼ばれるパターンの変形現象の解析は必須の作業といえる。従って、パターン形成のシミュレーションを行なうことはこれらの作業を最も効率よく、しかも定量的に行なうことができるので極めて有用と言える。シミュレーションの手法としてはモンテカルロ法によるものが現在もっとも信頼性の高い手段として広く用いられている。この手法の唯一の欠点は計算の精度を上げるために数多くの繰り返し計算を必要とすることである。しかしこの欠点も計算機の性能向上に伴い解決可能であり、現在では電子の固体内の散乱の3次元シミュレーションも容易に行える。

モンテカルロ・シミュレーションによりレジスト中でのエネルギー強度分布が求まると前述のように等エネルギー曲線分布から現像後のレジストプロファイルの予知が可能であるが、エネルギー強度に依存したレジストの溶解速度を定義することにより、レジストの現像プロセスをシミュレートする方法がある。次章以下においてこの方法をレジストプロファイルのシミュレーションに用いている。

本章では電子の固体中での散乱に関する基礎的研究結果について述べた。モンテカルロ・シミュレーションにより電子の基板からの後方散乱現象に起因する近接効果を定量的に解析することが可能なことが本章において明らかになった。更に電子ビーム直接露光におけるマーク検出プロセスをモンテカルロ・シミュレーションにより解析することにより、電子ビームの入射エネルギーは高い方が、又ビーム径は小さい方が反射電子による位置合わせマーク信号のS/N比が良くなることを確認した。



## 参 考 文 献

- 1) 志水隆一, 越川孝範, 後藤敬典, 真空, 18, 415 (1975).
- 2) G. L. Varnell, D. S. Spicer, and A. C. Rodger, E-beam writing techniques for semiconductor device fabrication, J. Vac. Sci. Technol., 10, 1048 (1973).
- 3) D. F. Kyser and K. Murata, Monte Carlo Simulation of Electron Beam Scattering and Energy Loss in Thin Films on Thick Substrates, Proc. 6th Int. Conf. on Electron and Ion Beam Science and Technology (Electrochem. Society, Princeton, 1974) P. 205.
- 4) J. S. Greeneich and T. Van Duzer, Model for Exposure of Electron-Sensitive Resists, J. Vac. Sci. Technol., 10, 1056 (1973).
- 5) K. Murata, T. Matsukawa and R. Shimizu, Monte Carlo Simulations on Electron Scattering in a Solid Target, Japan. J. Appl. Phys., 10, 678 (1971).
- 6) R. J. Hawryluk, A. M. Hawryluk, H. I. Smith, Energy dissipation, in a thin polymer film by electron beam scattering, J. Appl. Phys., 45, 2551 (1974).
- 7) N. F. Mott and H. S. W. Massey, The theory of atomic collisions, Oxford University Press, 1965.
- 8) D. F. Kyser and K. Murata, Quantitative Electron Microprobe Analysis of Thin Films on Substrates, IBM, J. Res. Develop., 18, 352 (1974).
- 9) 津田孝夫「モンテカルロ法とシミュレーション」培風館 (昭和52年).
- 10) M. J. Berger and S. M. Seltzer, Nuclear Science Series Report No. 39, NASNRC Pub. No. 1133 (National Academy of Science, Washington, D. C., 1964) P. 205.
- 11) T. H. P. Chang, Proximity Effect in Electron Beam Lithography, J. Vac. Sci. Technol., 12, 1271 (1975).
- 12) G. Owen and P. Rissman, Proximity effect correction for electron beam lithography by equalization of background dose, J. Appl. Phys., 54, 3573 (1983).
- 13) M. Parikh, Self-Consistent Proximity Effect correction Technique for Resist Exposure, IBM J. Res. Develop., 24, 438 (1980).
- 14) 杉山尚志, 斉藤和則, 清水京造, 電子ビーム露光における近接効果補正方法, 電子通信学会技術研究報告, SSD78-61, 1 (1978).
- 15) 菊地敦, 金丸曉夫, 岡崎信道, 中根靖章, 電子ビーム描画技術における露光強度の高速計算法及びパターン補正法, 電子通信学会技術研究報告, SSD78-62, 11 (1978).

- 16) D. Stephani, Monte-Carlo calculation of back-scattered electrons at registration marks, J. Vac. Sci. Technol., 16, 1739 (1979).
- 17) 小松一彦, 榊原裕, 電子ビーム露光での近接効果補正方法(1), 第25回応用物理学会講演会, 29P-H-11 (1978).







## 第 3 章

電子ビーム露光技術のサブミクロンデバイスへの応用に関する研究



### 3.1 はじめに

レジスト薄膜に電子ビームを照射して微細パターンを形成する電子ビーム露光技術は特に半導体デバイスの製造分野では重要な技術となっている。<sup>1), 2)</sup> 前章では、電子ビーム露光を定量的に解析するためにモンテカルロ・シミュレーションを行なった結果について述べた。本章では電子ビーム露光技術をサブミクロンデバイス作製に応用した結果について述べる。ここでは、まず電子ビーム露光を微細パターン形成技術として実用化することを可能とした、電子の長寿命・高輝度放出フィラメントである単結晶  $\text{LaB}_6$  (Lanthanum hexaboride) カソードの特性について述べる。<sup>3)</sup> つぎに、異なった種類のレジスト試料上に多層に成膜してパターンを形成する方法と、この方法を  $\text{GaAs FET}$  (電界効果トランジスタ) デバイスのゲート電極形成に応用した結果について述べる。<sup>4)</sup> つづいて、電子ビーム露光による表面弾性波 (SAW) デバイスの作製について述べ、最後に、高電圧電子ビーム露光による微細パターン形成技術について述べる。

### 3.2 電子ビーム露光装置用単結晶 $\text{LaB}_6$ カソードの特性<sup>2, 2)</sup>

#### 3.2.1 特性の測定実験

$\text{LaB}_6$  (Lanthanum hexaboride) は高輝度・長寿命の電子放出源として注目されているが、<sup>5), 6)</sup> 本節では単結晶  $\text{LaB}_6$  カソードの電子放出特性の結晶方位依存性について述べる。実験に用いた  $\text{LaB}_6$  チップは  $[100]$ 、 $[210]$  及び  $[110]$  の3種類の結晶方位をもつもので、チップ先端は円錐状になっている。アノード部に正の電界をかけると加熱されたチップの先端より電子が放出される。本研究で用いたチップの先端の円錐角は  $90^\circ$ 、その曲率半径は  $15\mu\text{m}$  である。上記のチップを図3.1に模式的に示すように配置することによって、加速電圧  $20\text{kV}$ 、真空度  $5 \times 10^{-7}\text{torr}$  の条件で電子放出特性の測定を行なった。実験では  $\text{LaB}_6$  チップより放出される全電子量 (全エミッション電流;  $I_e$ ) とそのうちビームとして利用できる量 (ビーム電流;  $I_b$ ) の  $\text{LaB}_6$  チップ先端とアノード間にかかる電圧 (バイアス電圧;  $V_b$ ) に対する依存性を測定した。

#### 3.3.2 実験結果

図3.2は  $[100]$  方位、図3.3は  $[210]$  方位、図3.4は  $[110]$  方位の  $\text{LaB}_6$  チップに関する電子放出特性の測定結果で、図中(a)は  $I_b$  の  $V_b$  依存性を示し、(b)は  $I_e$  の  $V_b$  依存性をそれぞれ示している。又実線で示すのはチップの温度が  $1550^\circ\text{C}$ 、点線が  $1430^\circ\text{C}$ 、一点鎖線は  $1300^\circ\text{C}$  の結果である。白丸で示すのはチップを加熱20時間後に測定した結果で、黒丸で示すのはチップを加熱400時間後に測定した結果である。

$I_b$  の経時変化をみると  $[100]$  方位が最も変化が大きく  $[210]$  方位と  $[110]$  方位は比較的少ない。いずれの方位もバイアスを深く ( $V_b$  を負の大きな値とする) すると  $I_b$  の値



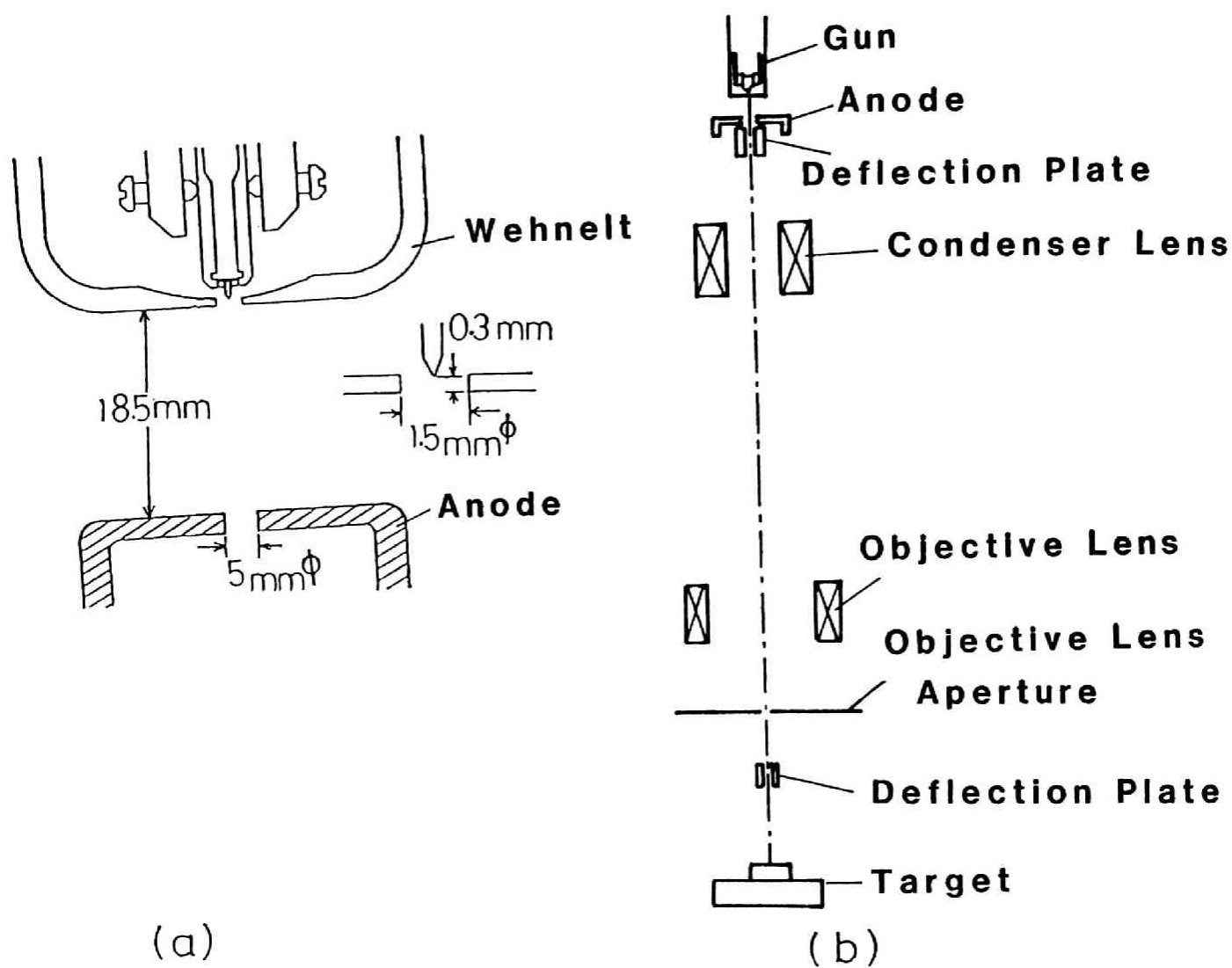
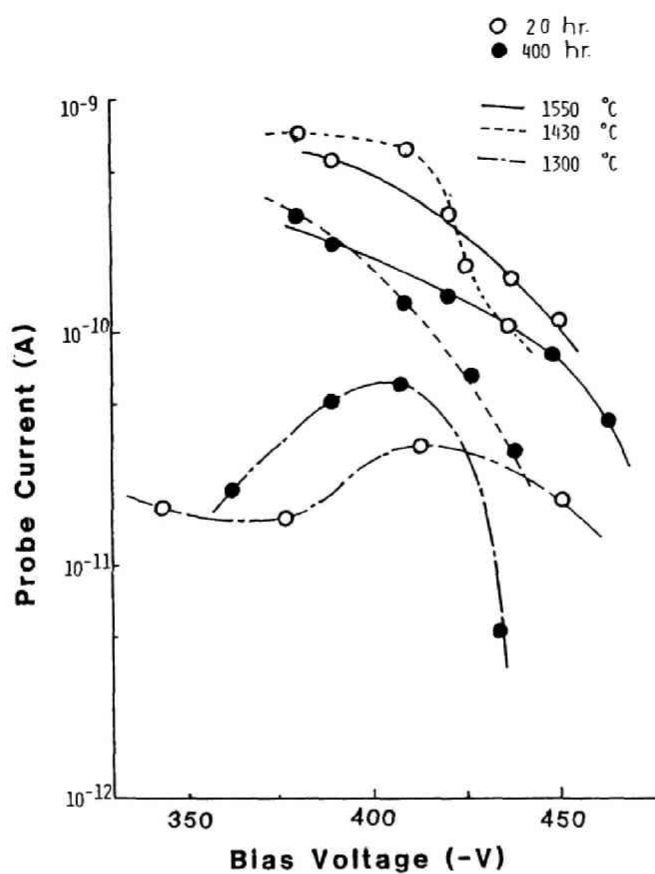
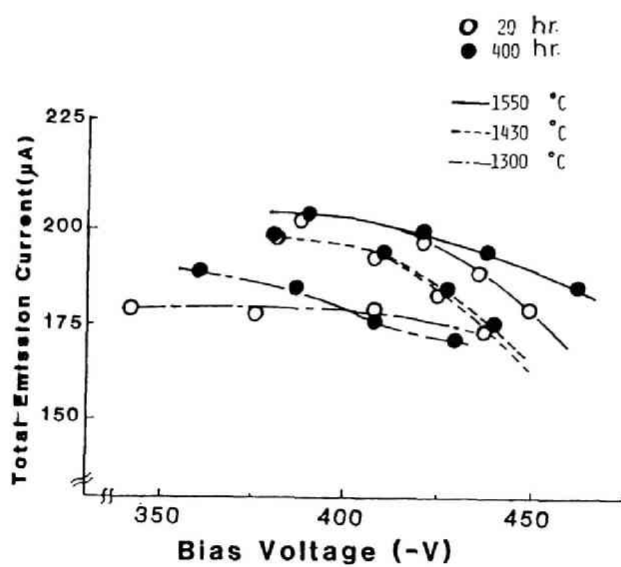


図3.1 単結晶LaB<sub>6</sub>カソードの特性評価用装置の模式図。(a)は電子放出フィラメントとアノード部の模式図、(b)は電子光学系の模式図をそれぞれ示す。



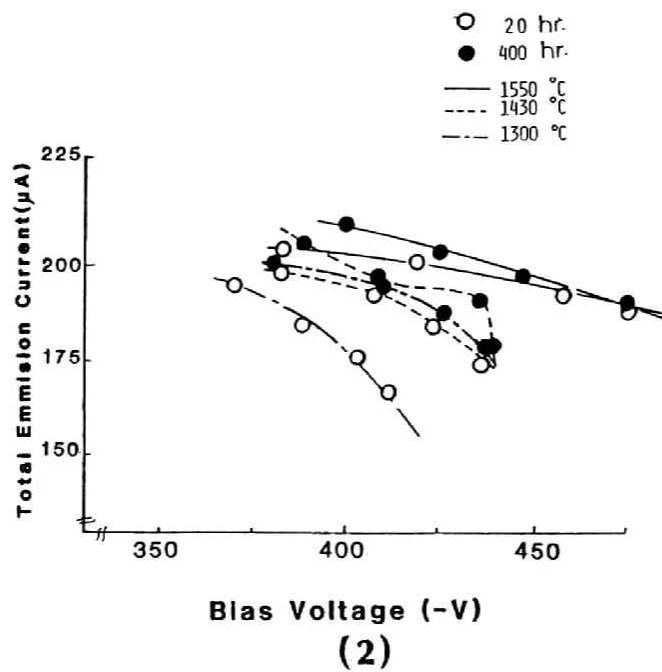
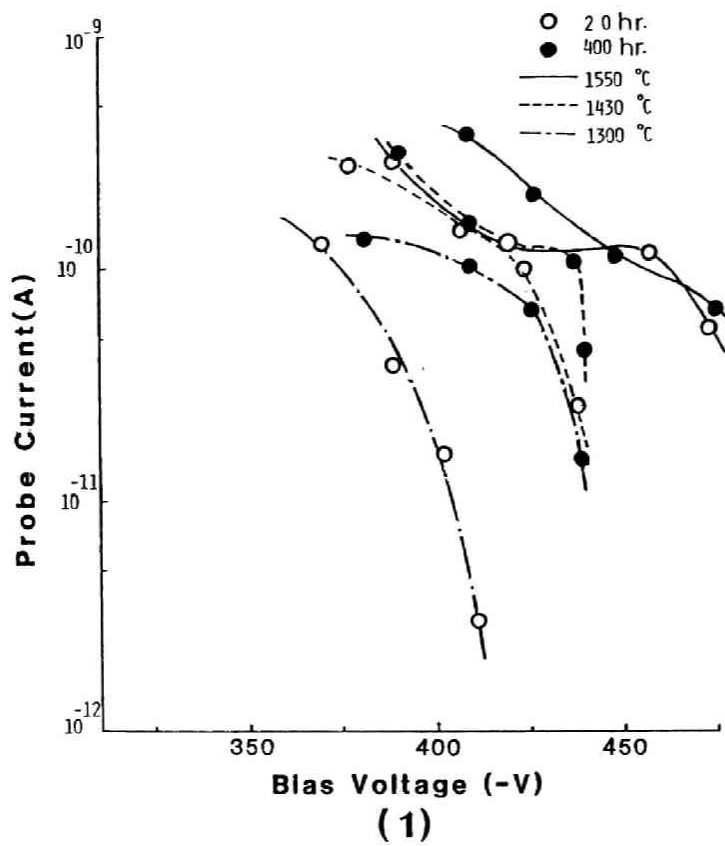
(1)



(2)

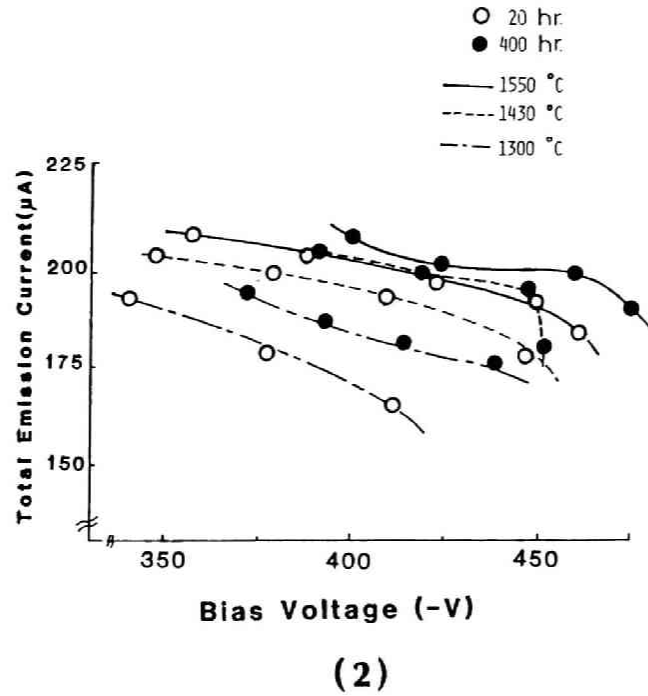
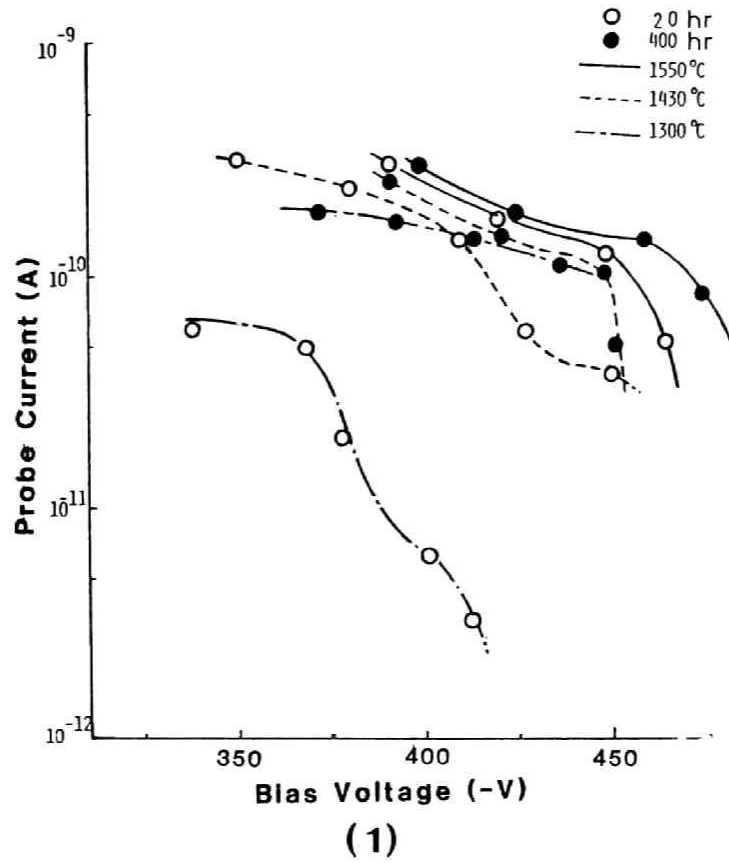
**[100] 90° 15μm<sup>R</sup>**

図3.2 [100] 方位の単結晶 LaB<sub>6</sub> カソードの電子放出特性。(1)はプローブ電流,  
(2)は全エミッション電流のバイアス電位依存性をそれぞれ示す。



**[210] 90° 15μm<sup>R</sup>**

図3.3 [210] 方位の単結晶LaB<sub>6</sub>カソードの電子放出特性。(1)はプローブ電流,  
(2)は全エミッション電流のバイアス電位依存性をそれぞれ示す。



**[110] 90° 15μm<sup>R</sup>**

図3.4 [110] 方位の単結晶LaB<sub>6</sub>カソードの電子放出特性。(1)はプローブ電流,  
(2)は全エミッション電流のバイアス電位依存性をそれぞれ示す。

は小さくなる傾向がある。I<sub>s</sub>のチップ依存性をみると[100]方位では1400℃以上ではI<sub>s</sub>の値は顕著な差がないのに対し、[210]、[110]方位では、1400℃より1550℃の方がI<sub>s</sub>の値は大きくなる傾向を示す。

次に、I<sub>e</sub>の結果をみると、I<sub>e</sub>はいずれの方位のものもV<sub>b</sub>が深くなると(負の大きな値とすると)一様に減少する傾向がみられる。経時変化についてはI<sub>s</sub>の場合とは逆にI<sub>e</sub>は[100]方位ではほとんど変化しないが、[210]と[110]方位では時間の経過とともに大きくなることが分かる。

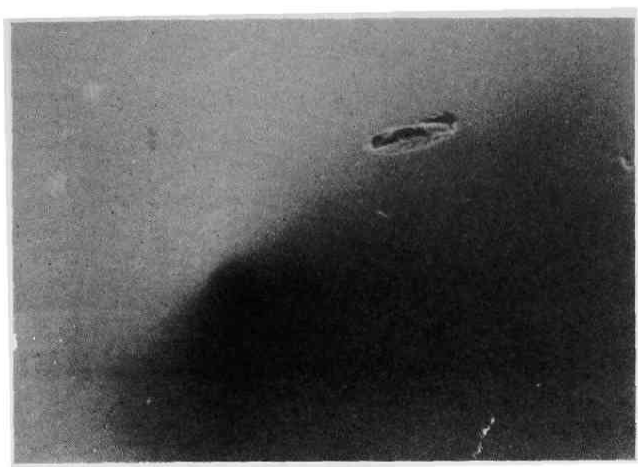
### 3.2.3 実験結果の検討

以上の結果から分かるように、結晶方位[210]及び[110]のLaB<sub>6</sub>チップは[100]方位のものより電子放出特性が安定している。このことはチップ先端部をSEM(走査型電子顕微鏡)により観察することにより定性的説明が可能である。図3.5～図3.7にLaB<sub>6</sub>カソードの各結晶方位に関する経時変化のSEM写真を示す。[100]方位では図3.5に示すように、加熱後の時間経過とともにチップ先端の形状が徐々に変化することが示される。これがこの方位のチップの電子放出特性を不安定にする原因と見なせる。又チップの中心が突起状となり、この部分からの電子放出の寄与が少なくなる。一方周辺部では加熱前とは異なった結晶面が徐々に現われてくるため、全体としてエミッション電流の減少を抑えることになる。この結晶面組成の変化により、I<sub>e</sub>が経時変化により減少することがないにもかかわらずI<sub>s</sub>が少なくなる現象が説明される。それに対して、図3.6、図3.7に示すように、[210]と[110]方位のチップ先端の形状の経時変化を見ると加熱後200時間以内に先端にファセットが形成され、それ以降は形状に大きな変化が見られない。これが、これらの方位での電子放出特性を安定化される要因である。更にファセットの形成により電子放出の仕事関数のより低い結晶面があらわれI<sub>e</sub>を増加させる。しかも[100]方位の場合のようにチップ中心が突起状とならないのでI<sub>s</sub>がやや増加傾向を見せる。[210]方位と[110]方位との差はチップ加熱温度の低い領域において顕著になる。つまり、この領域では[210]方位の方が図3.3、図3.4から分かるように、I<sub>e</sub>の値が大きくなる。

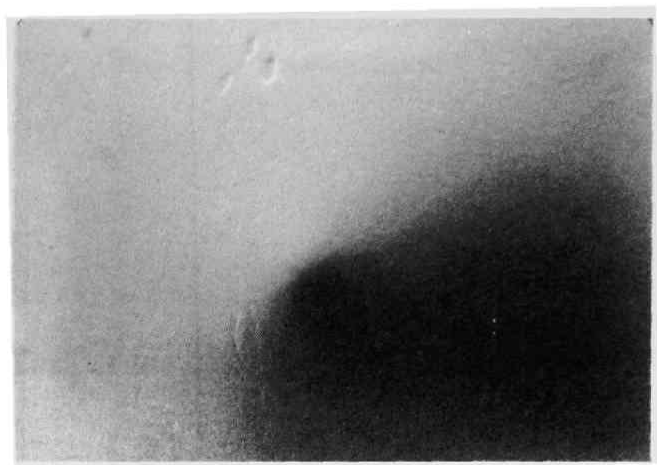
図3.8は電子放出フィラメントの輝度βのI<sub>e</sub>に対する依存性を示す。ただしβは次式により定義している。

$$\beta = \frac{4 I_s}{\pi^2 d^2 \alpha^2} \quad (A/cm^2 \cdot st) \quad (3-1)$$

ここで、dはビーム径でありこれはファラデーカップ上に設置された金線上をビームが走査する際に2次電子信号の立ち上がり時間を測定することにより決定した。αはビームの開き角で、今



(1) 0 hr.  $10\mu\text{m}$



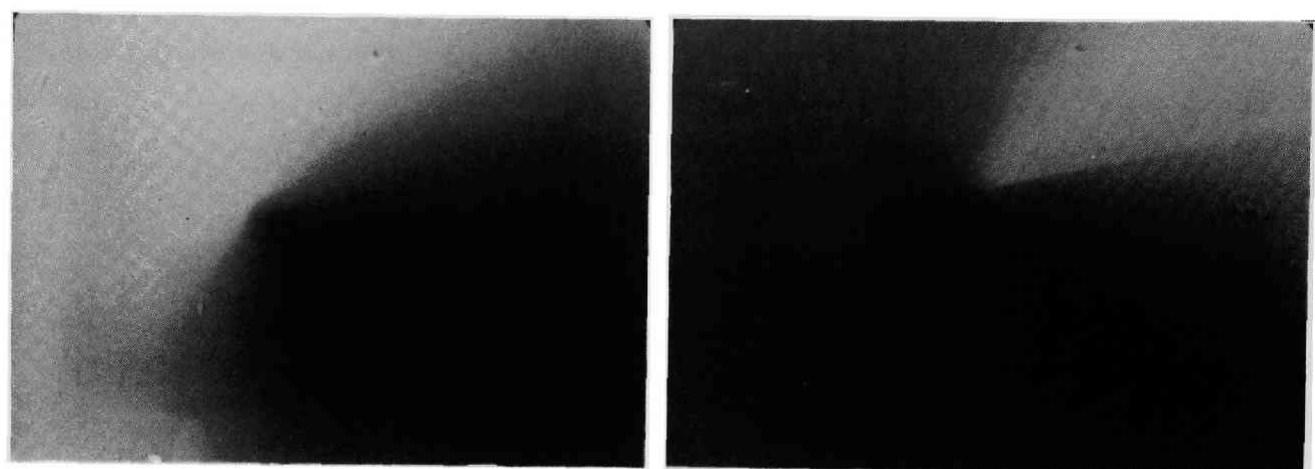
(2) 200 hr.  $10\mu\text{m}$



(3) 400 hr.  $10\mu\text{m}$

$[100]90^\circ 15\mu\text{m}^R$

図3.5  $[100]$  方位のLaB<sub>6</sub>カソードのチップ先端形状の経時変化



(1) 0 hr. 10μm

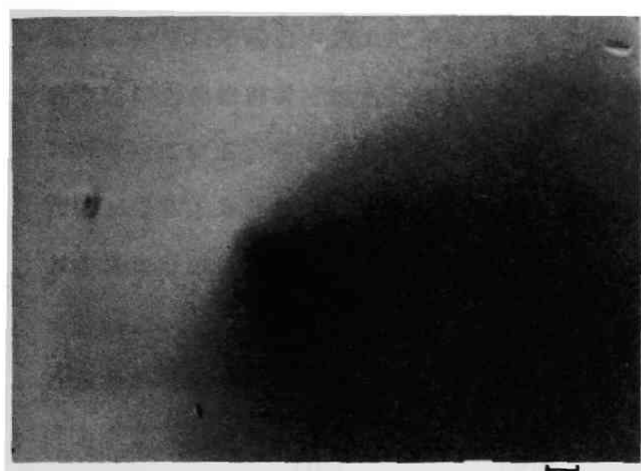
(2) 200 hr. 10μm



(3) 900 hr. 10μm

**[210] 90° 15μm<sup>R</sup>**

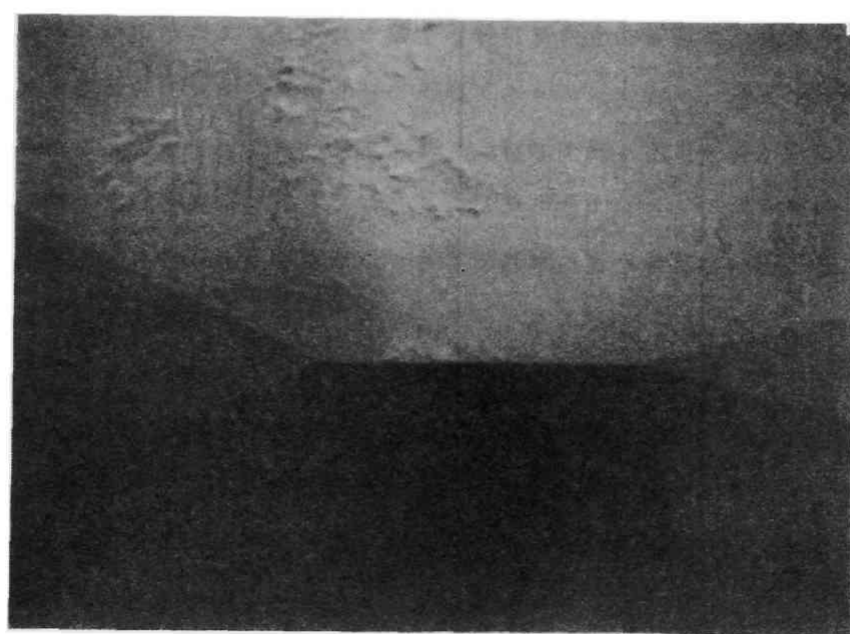
図3.6 [210] 方位のLaB<sub>6</sub> カソードのチップ先端形状の経時変化



(1) 0 hr. 10μm



(2) 200 hr. 10μm



(3) 900 hr. 10μm

**$[110]90^\circ 15\mu\text{m}^R$**

図3.7  $[110]$  方位の  $\text{LaB}_6$  カソードのチップ先端形状の経時変化



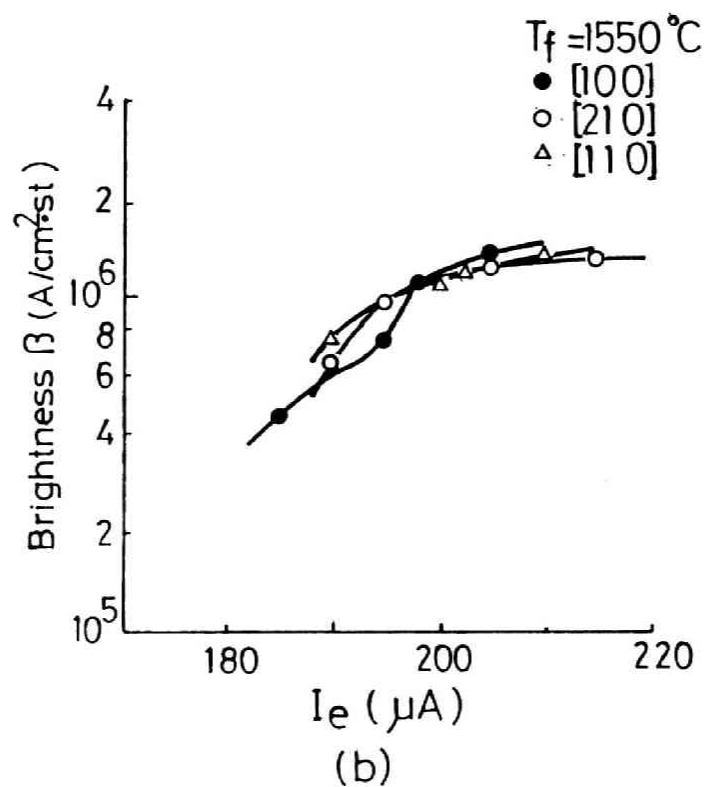
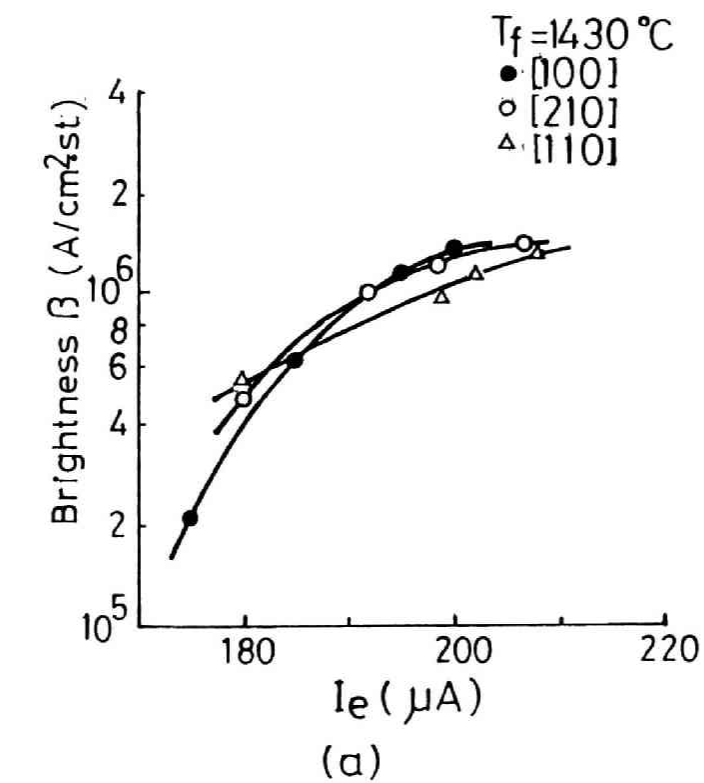


図3.8 単結晶LaB<sub>6</sub>カソードの輝度 ( $\beta$ ) の全エミッション電流 ( $I_e$ ) 依存性。  
 [210] と [110] 方位のカソードは [100] 方位のカソードに比べ  
 輝度の全エミッション電流依存性が弱く、実用的にすぐれている。

回実験に使用した電子ビーム露光装置 J B X - 5 A で用いている  $100\mu\text{m}$  径のアパーチャーとこのアパーチャーから対物レンズまでの距離 (105mm) とから計算した。即ち、 $\alpha = 4.762 \times 10^{-4} \text{rad}$  である。図中、(a) はフィラメントの温度  $T_f$  が  $1430^\circ\text{C}$  の場合であり、(b) は  $T_f$  が  $1550^\circ\text{C}$  の場合である。いずれの場合も黒丸で示すのが  $[100]$  方位、白丸が  $[210]$ 、菱形が  $[110]$  の各方位のものの結果である。なおこの  $\beta$  の測定はいずれも所定の  $T_f$  に加熱して 400 時間経過後に行なっている。 $T_f$  が  $1430^\circ\text{C}$  の場合  $\beta$  は  $I_0$  の減少とともに  $[100]$  方位では急激に小さくなるが  $[210]$  及び  $[110]$  方位では変化はよりゆるやかである。従って  $I_0$  の変化による  $\beta$  の異なりのより少ない  $[210]$  と  $[110]$  方位が  $[100]$  方位のものより実用的には望ましい。

以上の結果から電子放出用フィラメントとして単結晶の  $\text{LaB}_6$  を用いる場合、 $[210]$  又は  $[110]$  方位のものが優れていると結論できる。

### 3.3 多層レジスト構造による微細パターン形成と G a A s デバイスへの応用<sup>4)</sup>

#### 3.3.1 多層レジスト構造によるパターン形成

パターン形成を行なうためにレジスト膜を多層に基板上に成膜した構造を多層レジスト構造と呼ぶが、この構造は特に光学式のパターン形成プロセスにおいて重要性を持っている。微細なパターン形成を行なうためにはできる限りレジスト膜厚を薄くする必要があるが、逆にパターン形成後の基板に対する反応性ガスやイオンビームを用いたエッチングプロセス (ドライエッチングプロセス) を考慮するとレジスト膜厚はできる限り厚い方が望ましい。これはドライエッチングプロセスではレジスト膜もエッチングされるからである。

これら相反する要求をみたす方法として多層レジスト構造によるパターン形成法がある。電子ビーム露光の場合も光学式露光の場合と同様に、微細パターン形成のために多層レジスト構造を用いるために様々なアイデアが出されている。<sup>7), 8), 9)</sup> それらの中で最もパターン形成プロセスが簡単なものは 2 層レジスト構造によるパターン形成技術である。これは感度や解像度などのパターン形成特性の異なる 2 種類のレジストを用いてパターン形成を行なう方法である。同一の現像液を用いてパターン形成が可能な 2 種類のレジストを組み合わせる場合には更にプロセスが簡略化でき、両レジスト間に感度差があると様々な断面形状をもったレジストパターンの形成が可能となる。一方、2 層レジスト構造によるパターン形成方法では上層レジストに例えば Si 含有レジストを用いることにより、この上層レジストパターンをマスクとして下層レジスト層を酸素プラズマを用いてエッチング除去することによりパターン形成を行なうことも可能である。すなわち、2 層レジスト構造では通常の現像プロセスのみを用いる方法と、現像とドライエッチングプロセスを組み合わせる方法とがある。前者の方法では上層及び下層レジストの電子ビームに対す

る感度の差により、アンダーカット形状（パターンの幅が、レジスト表面よりもレジスト底部の方が広がっている形状）やオーバーカット形状（パターン幅が、レジスト底部よりもレジスト表面の方が広がっている形状）が得られる。後者の方法では垂直な断面形状のレジストパターンの形成が可能となる。本節では上層レジストとしてEBR-9<sup>10)</sup>（東レ製ポジ型レジスト）と下層レジストとしてPMMAの2種類のポジ型レジスト（現像により照射領域が溶解する型のレジスト）を用いた2層レジスト構造によるパターン形成技術、及びこの技術のGaAsデバイスへの応用について述べる。なお、電子ビームの加速電圧は20kV、ビーム径は0.1μmの条件で実験及びシミュレーションを行なった。

### 3.3.2 モンテカルロ・シミュレーション

2層レジスト構造に用いる上、下層のレジスト間に感度差が存在する場合の現像後のレジストの形状をモンテカルロ・シミュレーションにより解析した。単一レジスト構造の場合のパターン形成のシミュレーションに関しては第2章で述べたように、レジストがある現像条件のもとで現像液に溶解するために必要なエネルギー強度の等エネルギー曲線を求めればよいことを示した。これに対して、2層レジスト構造の場合にはレジストが異なれば現像プロセスで溶解するためのエネルギー強度のしきい値が異なってくるために、レジスト中でのエネルギー分布からは直接にレジストの現像後の形状をシミュレートすることはできない。そこでGreeneich<sup>11)</sup>によるレジストの現像液への溶解速度（Solubility rate）を用いた現像モデルにより形状をシミュレートした。Greeneichによれば電子ビーム露光後のレジスト平均分子量 $M_r$ は（3-2）式により表わされる。<sup>11)</sup>

$$M_r = M_n / \left( 1 + \frac{G M_n}{\rho N_A} E \right) \quad (3-2)$$

ここで $M_n$ は露光前のレジストの平均分子量（g/mol）、 $G$ は電子ビーム照射によりレジスト中に吸収されたエネルギーが分子鎖切断を生起させる効率（radiation chemical yield）でPMMAの場合 $1.9 \times 10^{-2}$  (event/eV)である。 $\rho$ 及び $N_A$ はそれぞれレジストの密度（g/cm<sup>3</sup>）とアボガドロ数（ $6.022 \times 10^{23}$  mol<sup>-1</sup>）であり、 $E$ は単位体積中に吸収されるエネルギー強度（eV/cm<sup>3</sup>）である。（3-2）式を用いると溶解速度 $S$ （nm/sec）は（3-3）式により与えられる。<sup>11)</sup>

$$S = S_0 + \frac{\beta}{M_r \alpha} \quad (3-3)$$

ここで $S_0$  (nm/sec)、 $\beta$  ( $\frac{\text{nm}}{\text{sec}} \cdot (\frac{\text{g}}{\text{mol}})^{\alpha}$ ) 及び $\alpha$ は現像条件により定まる定数でありここでは、 $S_0 = 0$ ,  $\alpha = 3.86$ ,  $\beta = 9.33 \times 10^{14}$ を用いた。これはGreeneichが現像条件としてMIBK:IPA=1:3の場合に与えた値である。レジストの感度を、ある一定の現像プロセスにより溶解されずに残存するレジスト膜厚が零となる最小の電子ビームの照射量と定義すると、

感度差はレジストの現像液への溶解速度の差と考えられ、溶解速度に差が生じる要因の1つとして(3-2)式の中のGの値の差が考えられる。そこでGの値がPMMAの場合と異なった値をもつレジストとPMMAとを組み合わせ、2層レジスト構造とした場合について電子ビーム露光後の現像プロセスのシミュレーションを行なった。モンテカルロ・シミュレーションにより2層レジスト構造に電子ビーム露光を行なった場合のレジスト中でのエネルギー強度分布が計算できると(3-3)式によりレジスト中での溶解速度分布を求めることができる。ここで2種類のレジストはGの値が異なるのみで、密度や組成は全く同一であると仮定する。レジストの断面を矩形の微小なセルに分割し、個々のセルについて溶解速度を求めると、このセルが現像液により溶解消失するまでの時間を計算できる。このような計算を個々のセルについて実行するとレジストの断面形状の現像による時間変化を知ることができる。図3.9にこの方法を模式的に表わす。ここでは個々のセルの大きさは $50\text{nm} \times 50\text{nm}$ の矩形としている。個々のセルは現像液と接した時刻から溶解を始めるが、セルが現像液と接する辺の数により溶解消失時間に重みづけを行ない、1辺のみを現像液と接する場合の溶解消失時間を $t_1$ 、とすると平行な2辺を接する場合は $t_1 / 2$ 、それぞれ垂直な2辺が接する場合は $t_1 / \sqrt{2}$ 、3辺が接する場合は $t_1 / \sqrt{5}$ としている。<sup>12)</sup>

このようにしてシミュレーションを行なった結果を図3.10に示す。上層レジスト及び下層レジストの膜厚はそれぞれ $1.0\mu\text{m}$ 、 $0.2\mu\text{m}$ であり、 $20\text{kV}$ の加速電圧、 $0.1\mu\text{m}$ のビーム径の電子ビームを線走査した場合の現像プロセスを示している。(3-2)式中のGの値の差が図3.10(a)、(b)及び(c)ではそれぞれ4.2倍、3.3倍、1.4倍として計算しており、いずれの場合も上層レジスト

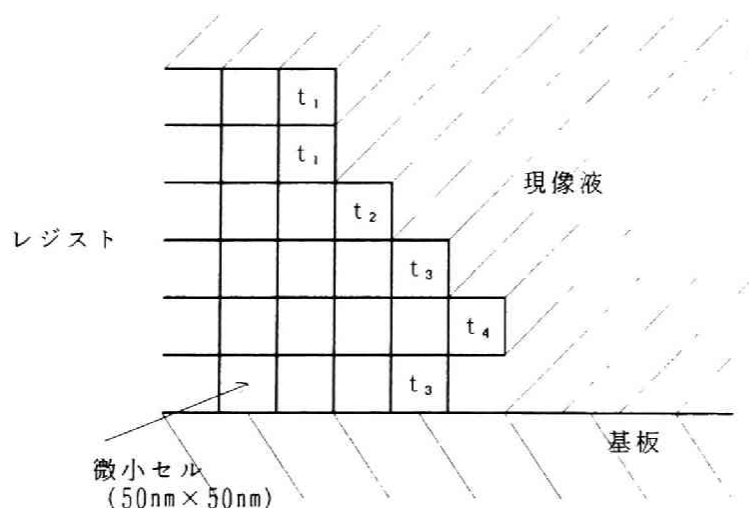
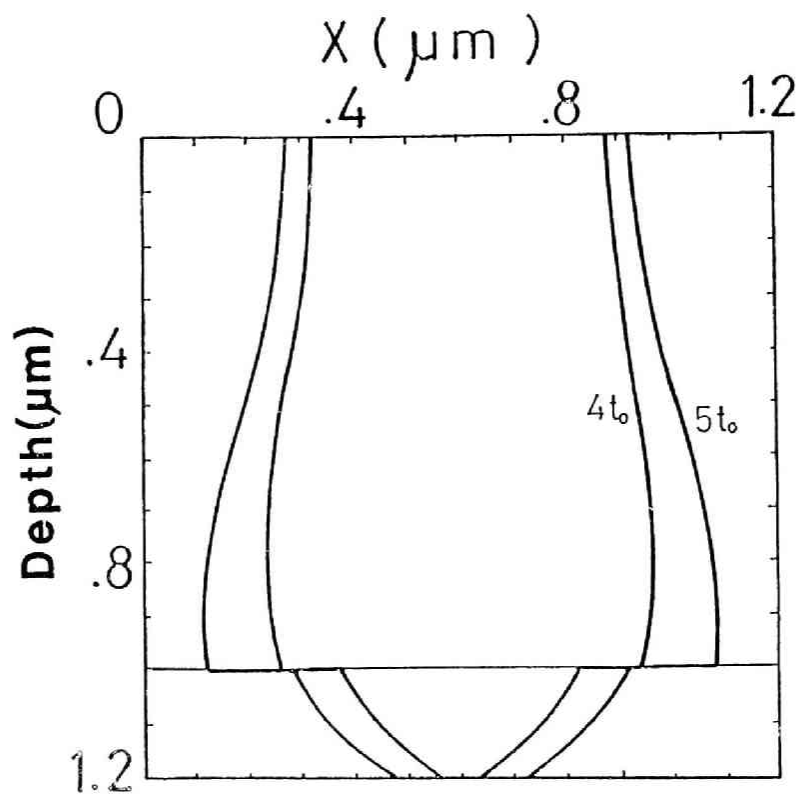
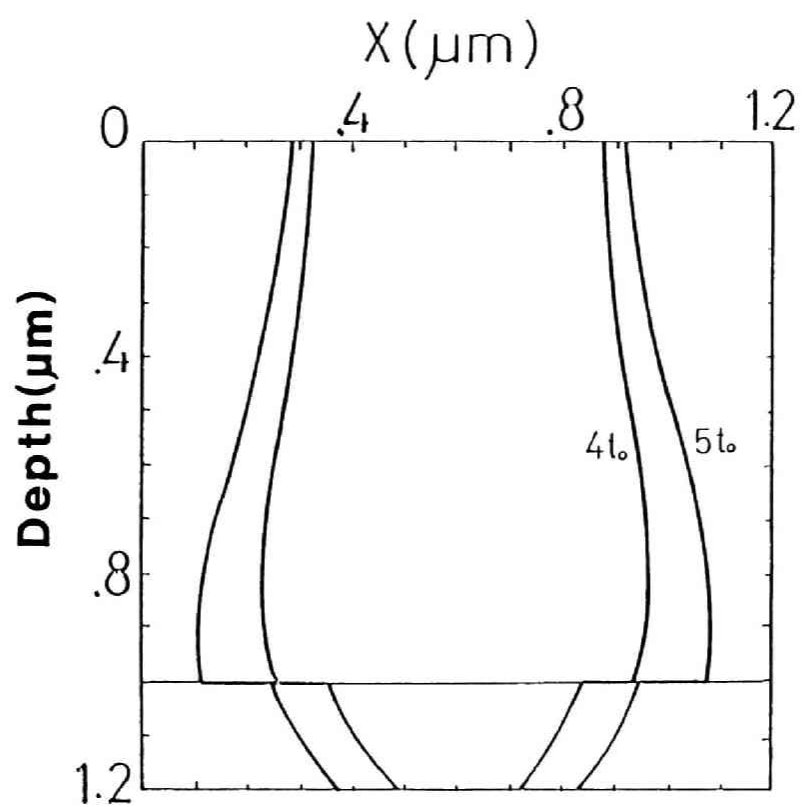


図3.9 レジストを微小セルに分割し、個々のセルについて溶解速度を求めて溶解消失までの時間( $t_i$ ,  $i=1, 2, \dots$ )を計算することにより現像プロセスをシミュレートする方法。



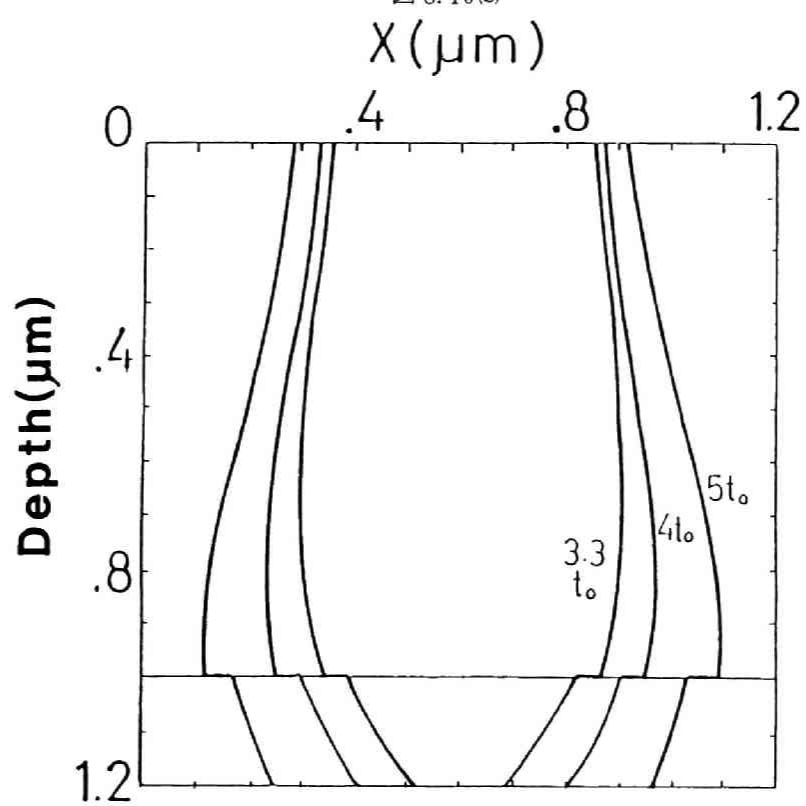
(a)

図 3.10(a) 2 層レジスト構造におけるレジストパターンの現像プロセスシミュレーション  
 上層レジスト (膜厚  $1.0\mu\text{m}$ ) と下層レジスト (膜厚  $0.2\mu\text{m}$ ) の感度差は(a)  
 が 4.2 倍, (b) 3.3 倍, (c) 1.4 倍である。  $t_0$  は現像時間で 60 秒である。



(b)

⊠ 3.10(b)



(c)

⊠ 3.10(c)

の方が下層レジストよりGの値が大きいものとしている。(a)の場合上層レジストはアンダーカット形状を示しているが下層レジストは逆にオーバーカット形状となっている。しかも下層レジストの線幅が  $0.1\mu\text{m}$  程度で上層レジストの線幅が  $0.7\mu\text{m}$  程度のパターンが形成されることが分る。上層レジスト中に形成されるパターンがアッダーカット状となることにより、このレジストパターンを用いて真空蒸着法を用いてAlやAu等の金属薄膜を成膜するとレジスト上に付着した薄膜はレジストを除去するプロセスによりレジストと共に除去されるため、基板上に成膜されたパターンのみが残る。このような方法で金属薄膜によるパターンを形成する方法をリフト・オフ(lift-off)法と呼ぶ。この方法はレジストパターンの形状がアンダーカットとなっていることにより可能となる。それは、レジスト上に成膜された部分と基板上に成膜された部分とが分離される必要があるからである。

図3.10(b)の場合も(a)と同様にレジストに形成されたパターンはアンダーカット状を呈するので、リフト・オフ法によるパターン形成は可能であるが、上、下層レジストに形成される線幅の差は(a)の場合よりも小さくなる。(c)の場合にはこの線幅の差は(b)よりもなお一層小さくなる。これは上、下層レジストの感度の差が小さくなることによって、それぞれのレジスト層中に形成されるパターンの線幅の差も小さくなるからである。なお図中 $t_0$ で示すのは現像時間であり、 $t_0 = 60$ 秒である。

### 3.3.3 2層レジスト法によるパターン形成実験

図3.11にEBR-9とPMMAを用いた2層レジスト構造によるパターン形成のプロセスを模式的に示す。実験ではまずGaAs基板上にPMMAを膜厚  $0.2\mu\text{m}$  で塗布し、 $200^\circ\text{C}$  で15分間 $\text{N}_2$  (窒素) ガス中で熱処理を行なう。そのあとEBR-9を $1.0\mu\text{m}$  の膜厚で塗布し  $170^\circ\text{C}$  で15分間 $\text{N}_2$  ガス中で熱処理する。こうして2層レジスト構造を形成した後に加圧電圧が20kVの電子ビームをこの試料上に照射してパターンを形成する。EBR-9とPMMAはともにメタクリレート系のポジ型レジストでMIBKとIPAの混合液を用いて現像することができる。そこでこれらのレジストの電子ビームに対する感光特性を求めた。図3.12及び3.13にその結果を示す。これらの図は現像液としてMIBK:IPA = 8:2及び7:3の混合液をそれぞれ用いた場合の感度曲線、すなわちレジストの初期膜厚を $T_0$ とし、現像後の残存膜厚を $T$ とした場合に $T/T_0$ に対する比 $\gamma$  ( $\equiv T/T_0$ ) の、電子ビームの照射量に対する依存性を表わす曲線を示すものである。現像時間はともに300秒である。図中、黒丸で示すのが、PMMA、白丸で示すのがEBR-9の特性である。図から分かるように、EBR-9の方がPMMAより高感度であり、感度差が図3.12の場合、約4倍、図3.13の場合3.3倍である。図3.10(a)に示したように上、下層のレジスト間に4倍程度の感度差があると、下層レジストに $0.1\mu\text{m}$  程度のパターンを形成しう

るとともに、上層レジストにその7～8倍程度の線幅をもつパターン形成することが可能となる。

この上、下層レジストの感度差はEBR-9とPMMAをMIBK：IPA＝8：2の混合液を用いて現像することにより得られることを図3.12は示している。そこで、0.1  $\mu\text{m}$ と0.2  $\mu\text{m}$ の線幅のパターンを0.1  $\mu\text{m}$ のビーム径をもつ上記の電子ビームにより描画しMIBKとIPAの混合液を現像液として用いてパターン形成実験を行なった。

図3.14は現像をMIBK：IPA＝7：3の混合液を用いて行なった場合のレジストパターンの断面のSEM写真である。

(a)が0.1  $\mu\text{m}$ の線幅のパターン、(b)が0.2  $\mu\text{m}$ の線幅のパターンである。現像時間は300秒である。設計線幅は下層レジストに実現しているが上層レジストに形成された線幅は下層レジストに形成された線幅の4～5倍になっている。なお電子ビームの照射量は $2.0 \times 10^{-5} \text{C}/\text{cm}^2$ である。

図3.15は現像をMIBK：IPA＝8：2の混合液を用いて行なって得られたレジストパターンの断面SEM写真である。(a)が0.1  $\mu\text{m}$ の線幅のパターン、(b)が0.2  $\mu\text{m}$ の線幅のパターンである。現像時間は180秒である。この場合の照射量は $3.0 \times 10^{-5} \text{C}/\text{cm}^2$ と図3.14の場合の1.5倍を与えている。図3.12から分るようにこの照射量は、EBR-9に対してかなり過大な照射量となっており、実際得られた上層レジストの線幅はかなり広くなり、下層レジストに形成された線幅の8倍程度になっている。下層レジストには設計線幅のパターンが形成されている。



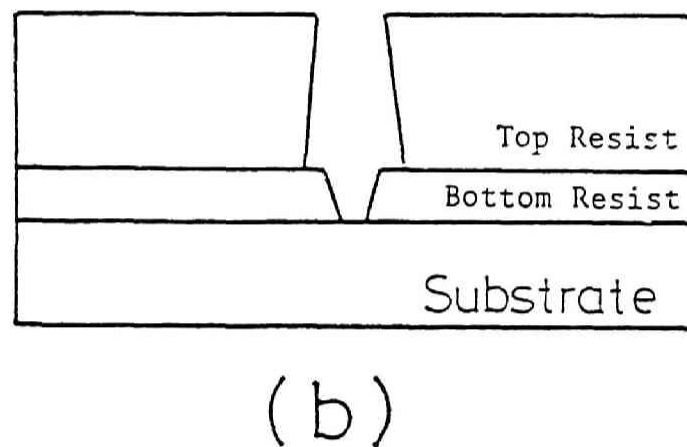
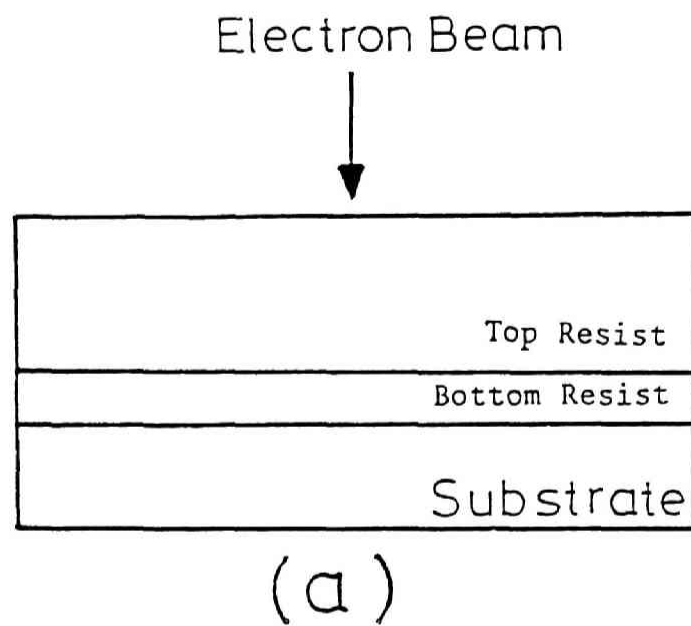


図3.11 EBR-9とPMMAを用いた2層レジスト構造によるパターン形成の模式図。

EBR-9の方がPMMAより高感度なために、現像後のレジスト断面形状はT字型（もしくはマッシュルーム型）となる。

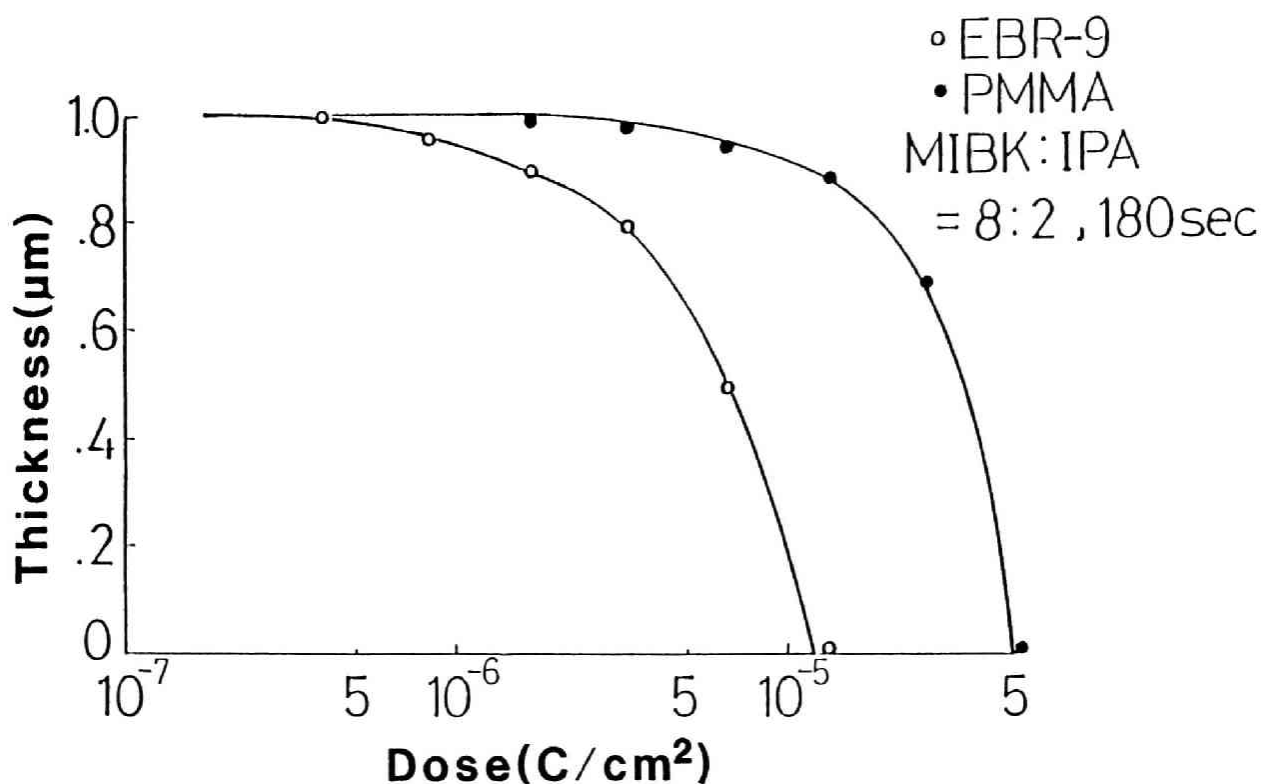


図3.12 EBR-9とPMMAの20keV電子ビームに対する感度曲線。たて軸は現像後の残存膜厚を示す。横軸は照射量である。現像はMIBK:IPA=8:2の混合液を用い180秒間行なっている。

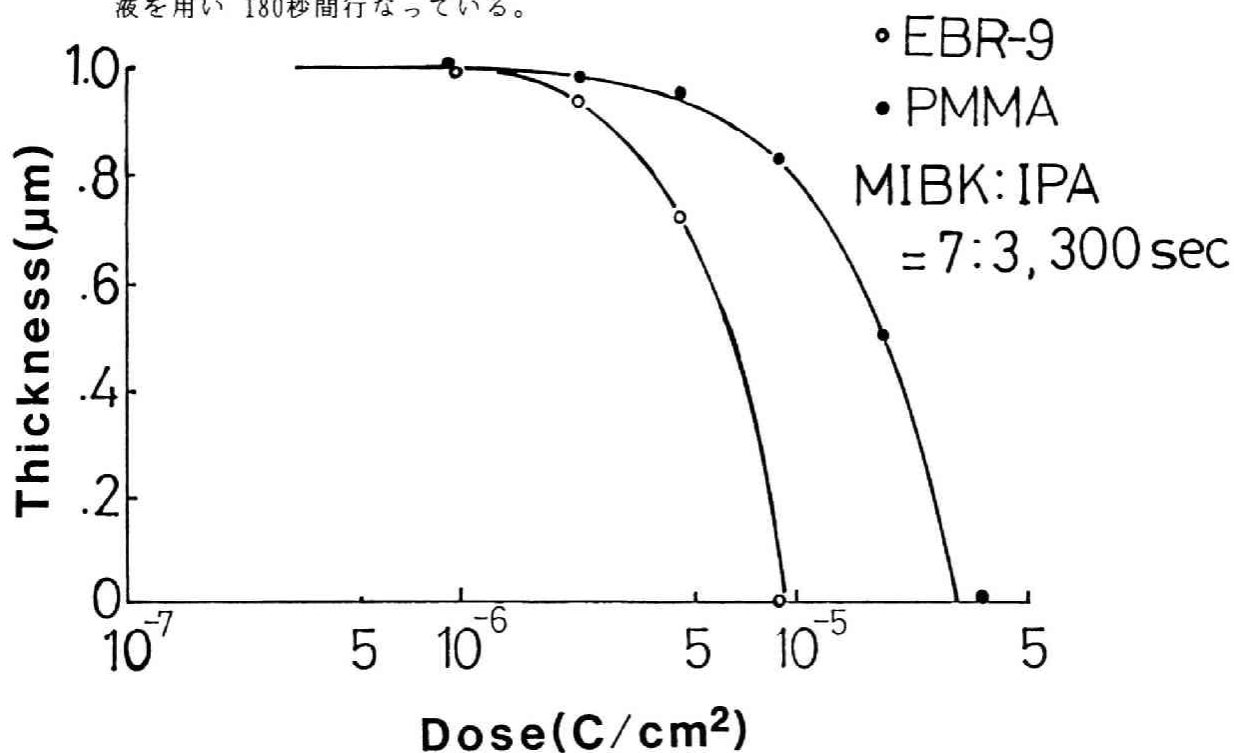
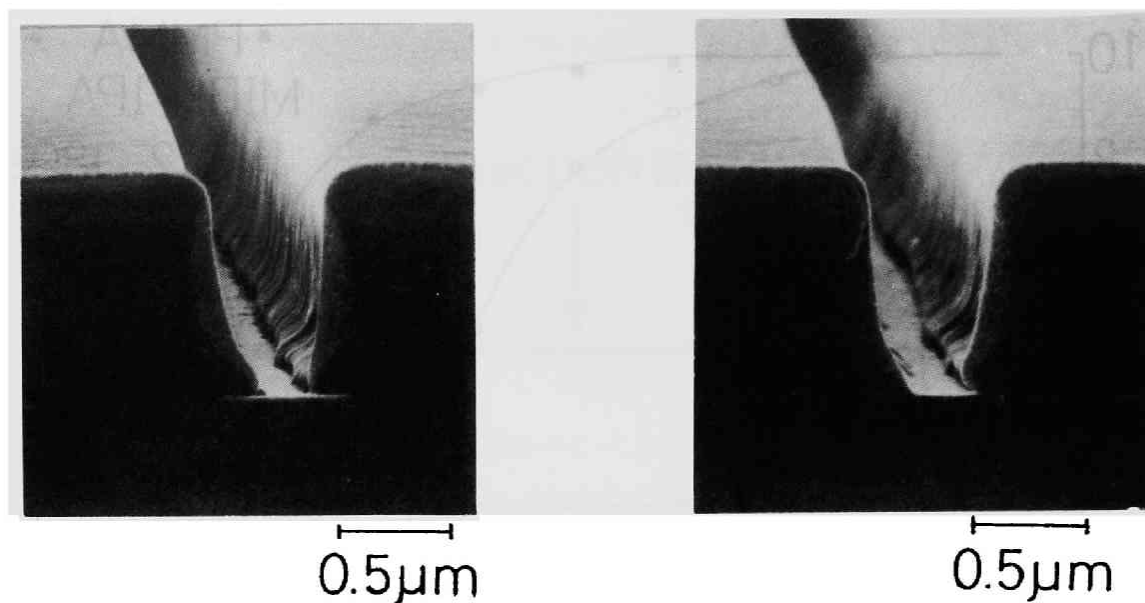


図3.13 EBR-9とPMMAの20keV電子ビームに対する感度曲線。たて軸は現像後の残存膜厚を示す。横軸は照射量である。現像はMIBK:IPA=7:3の混合液を用い300秒間行なっている。



(a)

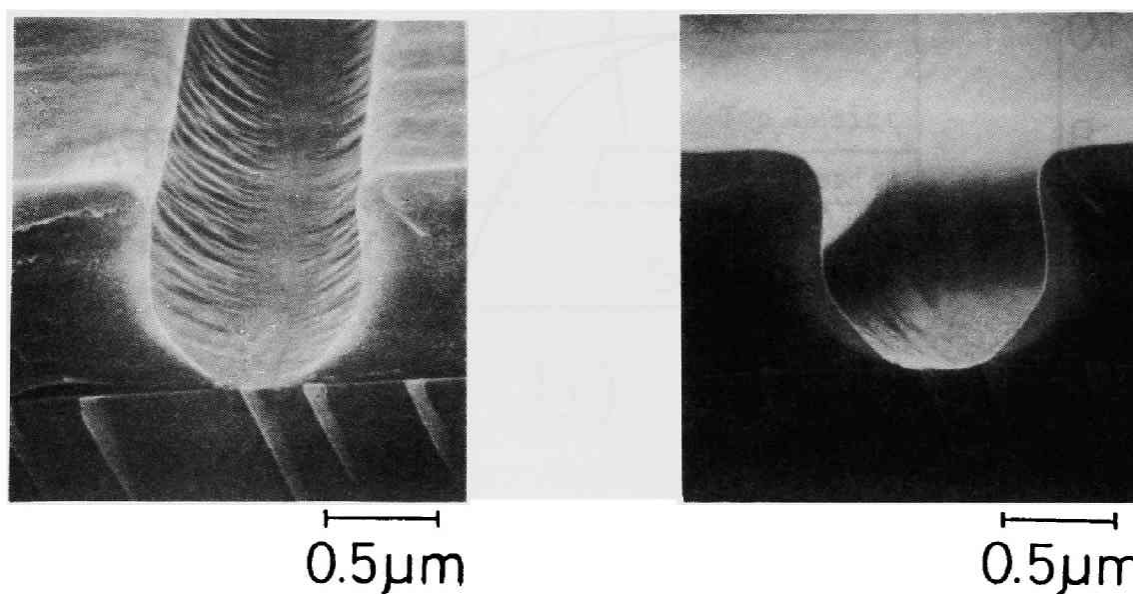
(b)

図3.14 EBR-9/PMMA 2層レジスト構造により形成されたレジストパターン。

20keV電子ビーム（ビーム径  $0.1\mu\text{m}$ ）を用いて照射を行ない，現像はMIBK：

IPA = 7 : 3の混合液を用いて 300秒間行なっている。(a)が  $0.1\mu\text{m}$ パターン，

(b)が  $0.2\mu\text{m}$ パターンである。



(a)

(b)

図3.15 EBR-9/PMMA 2層レジスト構造により形成されたレジストパターン。

20keV電子ビーム（ビーム径  $0.1\mu\text{m}$ ）を用いて照射を行ない，現像はMIBK：

IPA = 8 : 2の混合液を用いて 180秒間行なっている。(a)が  $0.1\mu\text{m}$ パターン，

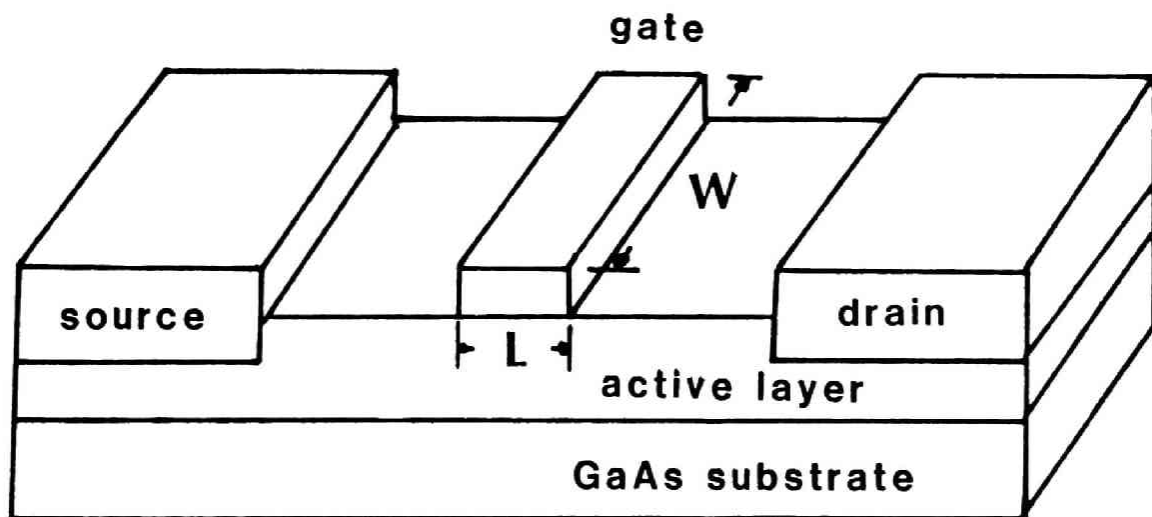
(b)が  $0.2\mu\text{m}$ パターンである。

### 3.3.4 GaAsデバイスへの応用

GaAsFETやMMIC（マイクロ波モノリシックIC）、HEMT（高移動度トランジスタ）等のGaAsデバイスの高速化や高集積化等の高性能化のために微細加工技術は必須の技術となっている。特にFETを構成するゲート電極の微細化はデバイス特性の向上に重要な意味がある。しかし、ゲート電極を微細化するとゲート抵抗が大きくなり、これはデバイスの特に雑音性能に関する特性を劣化させることになる。従ってゲート長を短かくしつつゲート抵抗の増大を抑えるための工夫がなされる。

GaAsMESFET（GaAs Metal semiconductor FET）は図3.16に示すように半絶縁性GaAs基板上にエピタキシャル法により形成されたn型GaAs活性層(active layer)の上にソース(source)、ゲート(gate)、ドレイン(drain)の3つの電極が置かれた構造になっている。ソース・ドレイン両電極は活性層とオーミック接触している。一方、ゲート電極は活性層とショットキ接触をしている。このFETは各種の通信用電子装置のキーデバイスとして広く用いられている。GaAsFETはSiトランジスタよりも優れた高速動作特性及び低雑音特性を示すデバイスが得られるという特長を有している。

デバイスの低雑音特性は信号対雑音比を表わす雑音指数により評価される。雑音指数の最小値 $F_{min}$ はFukuiの式として知られる<sup>13)</sup>（3-4）式で表わされる。



L:gate length, W:gate width

図3.16 GaAsMESFETの構造模式図。GaAs基板上にGaAs単結晶をエピタキシャル成長させて活性層(cative lyaer)とする。その上にソース(source)、ドレイン(drain)、及びゲート(gate)の3つの電極を配置する。ソース及びドレインは基板とオーミック接触しているが、ゲート電極は基板とショットキ接触となっている。

$$F_{\min} = 1 + K_f \left( \frac{f}{f_T} \right) \sqrt{g_m (R_s + R_g)} \quad (3-4)$$

ここで  $K_f$  は調整係数で通常 2.5 が用いられる。  $f$  はデバイスの動作周波数、  $g_m$  は相互コンダクタンス、  $R_s$  はソース抵抗で電極のコンタクト抵抗とソース・ゲート間の  $n$  型チャネル層の抵抗との和である。  $R_g$  はゲート電極の配線抵抗である。  $f_T$  は  $f_T = g_m / (2\pi C_{gs})$  で表わされ遮断周波数と呼ばれる。ここで  $C_{gs}$  は空乏層容量であるゲート容量である。従って、  $F_{\min}$  を小さくするには  $C_{gs}$  の低減又は  $g_m$  の増大による  $f_T$  の増加、  $R_s$  及び  $R_g$  の低下等が必要である。このうちゲート長  $L$  の減少は  $C_{gs}$  の低減と  $g_m$  の漸増をもたらすので低雑音化に効果的である。しかし  $L$  の減少はゲート電極の断面積が小さくなると  $R_g$  の増加をもたらすので、  $L$  が小さくなくても断面積の減少しない構造が必要となる。このために活性層との接触部のみをできる限り狭めて電極の頭部をできる限り広げた T 字型又はマッシュルーム型と呼ばれるゲート電極構造が望ましい。<sup>(14), (15), (16)</sup>

図 3.17 は図 3.15 に示したレジストパターンを用いて、リフトオフ (lift-off) 法により形成した  $A\ell$  のマッシュルーム型パターンである。基板は  $GaAs$  でパターン形成部は若干リセスエッチングを行なっている。リセスエッチングはソース・ドレイン間の電流を、活性層の表面をエッチングすることにより制御するためのプロセスである。

$A\ell$  膜厚は  $1.0\mu m$  であり、パターン底部の寸法は約  $0.15\mu m$  であり、頭部は約  $0.8\mu m$  である。このパターンはゲート長が短かく、しかもゲート抵抗を低く抑えるために最適な形状となっている。

以上述べたように PMMA と EBR-9 の 2 種類のレジストを用いた 2 層構造を用いることにより、現像液として  $MIBK : IPA = 8 : 2$  の混合液を用いれば、 $0.1\mu m$  程度の微細な線幅を下層レジスト中に形成し、上層レジスト中には  $0.8\mu m$  程度の線幅のパターンの形成が可能となる。このマッシュルーム形のレジストパターンは  $GaAsFET$  のゲート電極形成用として最適なものである。このようなマッシュルーム形のレジストパターン形成方法としては 3 層レジスト構造を用いたものもあるが、プロセス的に複雑で実用的とは言い難い。<sup>(16)</sup> 又 2 層レジストを用いた報告例もあるが、上、下層のレジスト中に形成されるパターンの線幅の差を大きくすることが困難であった。<sup>(14)</sup> それに対し、PMMA と EBR-9 を用いた 2 層レジスト構造では極めてコントラストの高いマッシュルーム形のレジストパターンが比較的単純なプロセスで得ることができるために、実用上望ましいプロセスとして  $GaAsFET$  の製作に応用できることが明らかとなった。

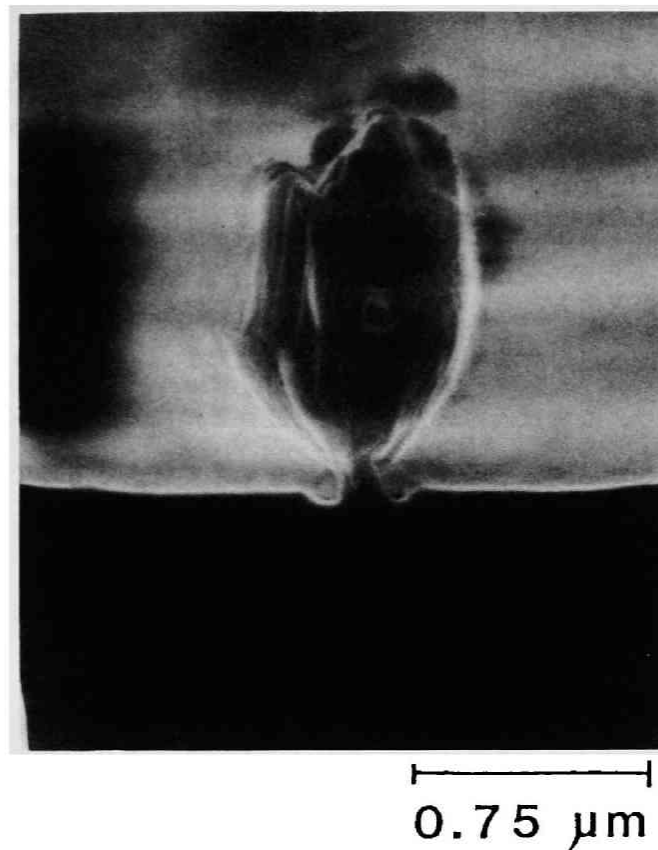


図3.17 リフトオフ法によりGaAs基板上に形成されたマッシュルーム型Alパターン。  
基板との接触部は $0.15\mu\text{m}$ の線幅となっており、パターン頭部は約 $0.8\mu\text{m}$ の線幅である。この形状はGaAs FETのゲート電極に適している。

### 3.4 表面弾性波 (SAW) デバイスへの応用

#### 3.4.1 SAW (Surface Acoustic Wave) デバイスの特徴

SAWはTVやVTR用のデバイスとして広く用いられているがその他に高度な情報処理デバイスとしても実用化されようとしている。これはSAWのもつ以下のような性質におう所が大きい。

- (1) 弾性波の伝播速度が電磁波の空气中伝播速度より5桁程度小さいためデバイスが小型化できる。
- (2) 振幅特性と位相特性を独立に取り扱えるため、複雑な周波数特性を無調整で実現できる。
- (3) 波動のエネルギーが媒質表面に集中しており、デバイス構造を平面（プレーナ）構造にすることができる。
- (4) 弾性波の共振Q値は電気回路のL、C等による共振Q値よりはるかに大きい。

これらのうち、(3)の特徴により半導体工業における様々な製造技術をSAWデバイス作製に適用することが可能となり、(1)の特徴を考慮するとSAWデバイスは極めて量産性が高いことが分

かる。(3)の特徴はまたSAWデバイスと半導体デバイスを同一基板に形成した(モノリシック型)デバイスの作製を可能とする。(4)の特徴により、2つの表面波の非線形効果を利用したSAWコンボルバが作製できる。これは2つの入力信号の合成信号を発生させるデバイスで応用範囲の広い信号処理機能をもつ。<sup>17)</sup>又表面波により生じる高周波電界と半導体キャリアとの非線形相互作用を利用したデバイスの報告例もある。<sup>18)</sup>

一方SAWデバイスは上記の非線形デバイスの他に線形デバイスも様々なものがある。代表的なものはフィルタであり、これは入力信号の特定周波数帯の成分のみを取り出す機能をもつ。その他に遅延線がある。これは入力信号に特定の遅延を与えて伝えるものである。このうち遅延時間が周波数に対して直線的に変化するチャープフィルタ型分散形遅延線はレーダの分解能の向上のために用いられる他様々な信号処理回路に応用される。<sup>19)</sup>

### 3.4.2 SAWデバイスの構造

SAWデバイスにはLiNbO<sub>3</sub>(リチウムナイオベート)のような圧電性の基板が用いられる。LiNbO<sub>3</sub>基板の場合その表面にTi(チタン)を拡散することにより導波路を形成することができる。この導波路を伝播する光と表面波との相互作用によるBragg回折を用いた信号処理デバイスも研究されている。<sup>20)</sup> SAWデバイスの構造の1例を図3.18に示す。

圧電性基板としてはLiNbO<sub>3</sub>の他に、LiTaO<sub>3</sub>(リチウムタンタレート)や水晶等の圧電性結晶の基板が用いられることが多いが、SiやGaAs等の基板上にZnO(酸化亜鉛)やAlN(窒化アルミニウム)等の圧電性薄膜をスパッタリング法により成膜してデバイスを作製する場合もある。励起される表面弾性波の中心周波数 $f_0$ は圧電性基板上を伝播する音波の速度(音速) $V$ とSAWの波長 $\lambda$ によって(3-4)式のように定まる。波長( $\lambda$ )は図3.18に示すように電極のピッチによって定まる。

$$f_0 = V / \lambda \quad (3-4)$$

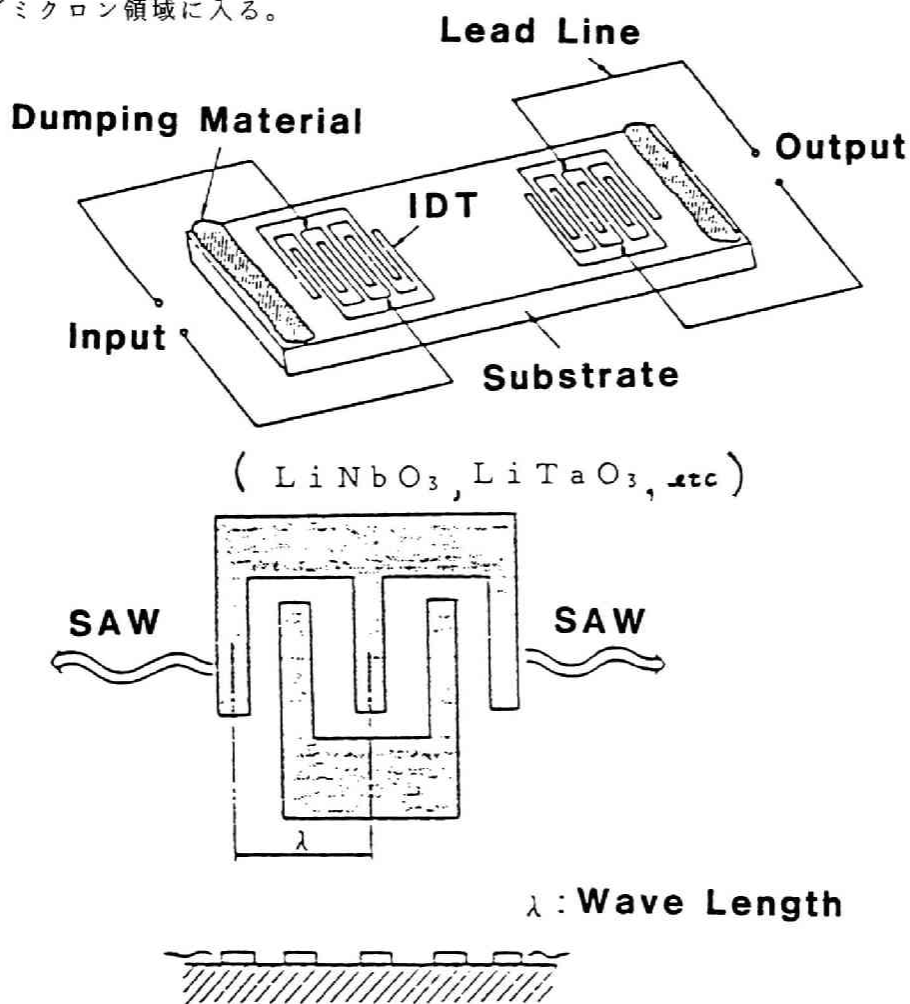
一方、音速( $V$ )は用いる圧電性基板によって異なった値となり、LiNbO<sub>3</sub>の128°回転YカットX方向伝播基板の場合約4000m/sであり、LiTaO<sub>3</sub>の166.5°回転YカットX方向伝播基板の場合約3370m/sであり、水晶のYカットX方向伝播基板の場合約3240m/sである。

SAWデバイスでは図3.19(a)に示すように圧電基板上に線幅 $h$ の電極指がスペース $a$ をおいて交互に入り組んだすだれ状電極(Inter Digital Transducer: IDT)が構成されている。電極指の交叉幅 $W$ が一様な型(正規型電極)では伝播する表面弾性波の周波数特性が図3.19(b)に示す $\sin X / X$ 形を示す。<sup>21)</sup>従って中心周波数 $f_0$ 以外の周波数領域での抑圧度を向上させるために、交叉幅に変化をもたせる重みづけ電極パターンが用いられる。このような重みづけの手法の1つに

アポダイズ法がある。<sup>22)</sup> 図 3.19(c)に示すように、交叉幅を変化させることにより、比較的正確な重みづけが可能となる。

図 3.20はアポダイズ法により重みづけされたSAWフィルタのすだれ状電極パターンのSEM写真である。(a)は300MHz帯の狭帯域フィルタ(バンドパスフィルタ)であり電極指の線幅は $1.5\mu\text{m}$ である。(b)は825MHz帯のフィルタであり電極指の線幅は $0.6\mu\text{m}$ である。両者とも電極は $0.1\mu\text{m}$ の膜厚のAlによりLiNbO<sub>3</sub>基板上に形成されている。

(3-4)式から分かるように高周波帯でSAWデバイスを用いるためには $\lambda$ が小さいこと、即ちすだれ状電極のピッチを小さくせねばならない。例えば上記のLiNbO<sub>3</sub>基板を用いて1GHz帯のSAWデバイスを作製するには電極のピッチは $4\mu$ 以下を必要とし電極の幅は $1\mu\text{m}$ 以下のサブミクロン領域に入る。



### SAW デバイスの構造

図 3.18 SAW デバイスの構造。LiNbO<sub>3</sub>やLiTaO<sub>3</sub>等の圧電性結晶基板上にAl等の金属薄膜を用いてすだれ状電極を形成する。基板上を伝播する表面波(SAW)の波長( $\lambda$ )は電極のピッチにより定まる。



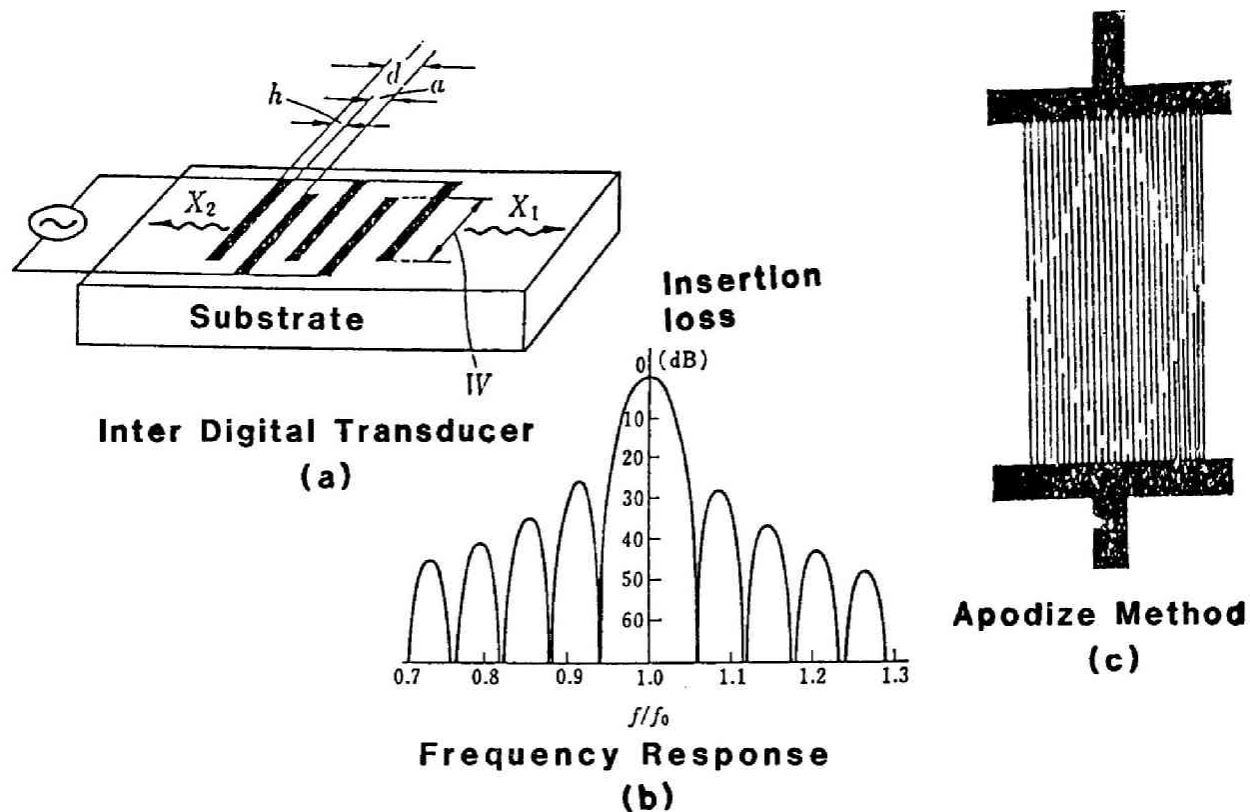
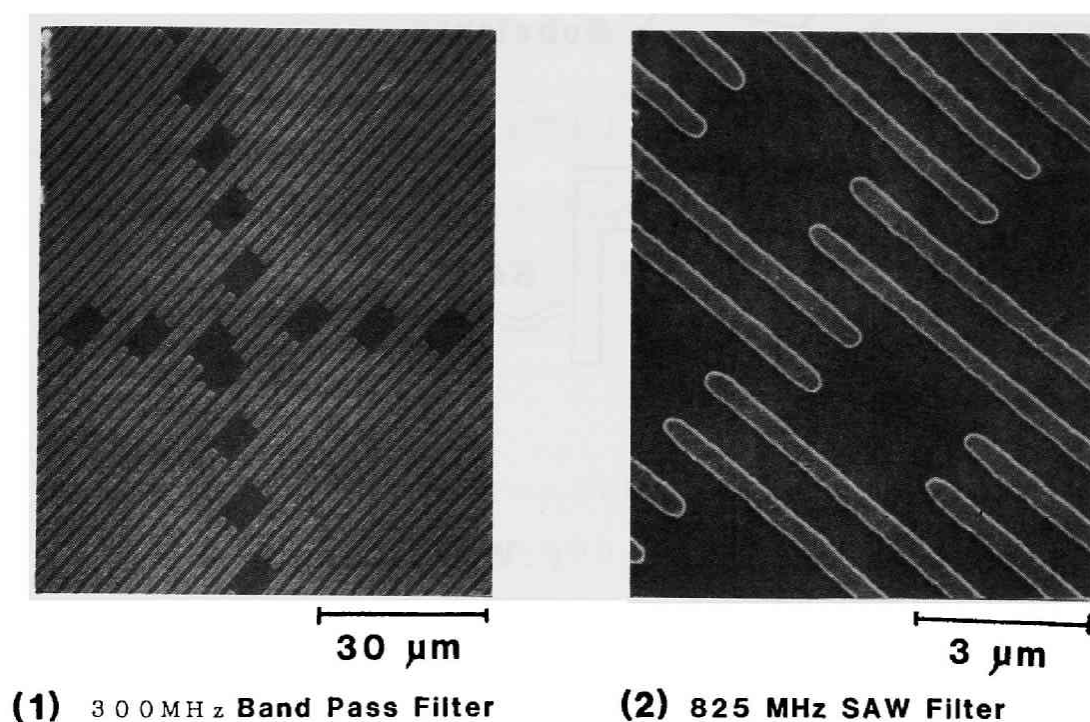


図 3.19 正規形ずだれ状電極 (Inter Digital Transducer) (a)とその周波数特性(b), 及び電極指の交差幅 (W) に重みづけを行なうアポタイズ法を用いた電極パターン(c)。



## SEM micrograph of SAW device

図 3.20 S A Wデバイスの S E M 写真。(1)は 300MHz帯の狭帯域フィルタ, (2)は 825MHz帯 S A Wフィルタをそれぞれ示す。

### 3.4.3 SAWデバイス作製プロセス

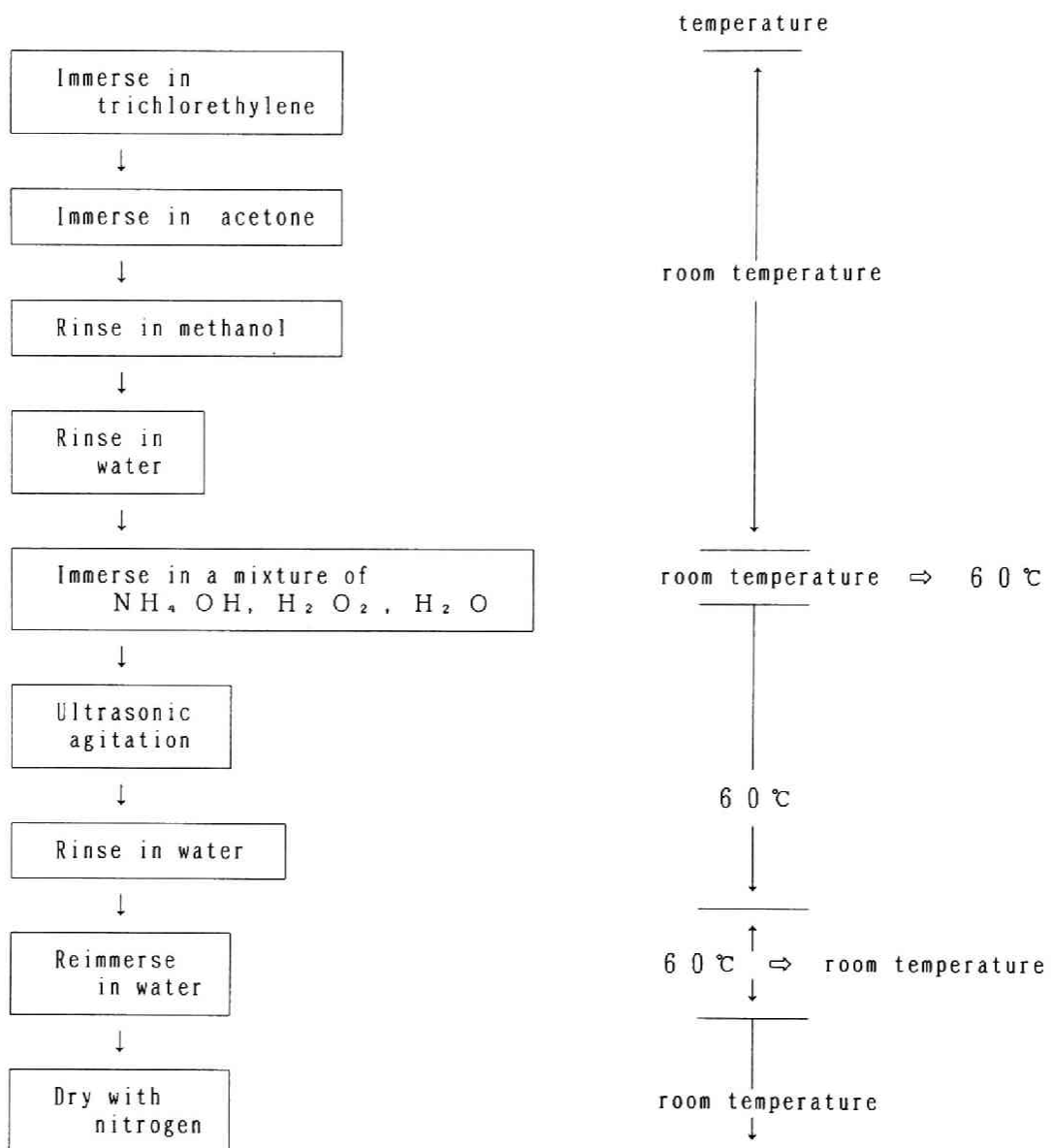
SAWデバイスを作製するためのプロセスは1) 基板洗浄プロセス, 2) パターン形成プロセス, 3) アセンブリプロセスの3つに大別できる。まず1) の基板洗浄プロセスについて述べる。表3-1はこのプロセスフローを示すものである。圧電性基板は温度の変化により帯電する性質があるので、洗浄プロセスは温度の急激な変化が起らないようになっている。<sup>23)</sup> このプロセスの目的は基板上に付着した異物を除去することである。基板の帯電は異物を吸着しやすくし更に付着した異物の除去を困難にするため、温度の急激な変化をさけることは重要となる。従って、表3-1に示すように、トリクレンへの浸漬からメタノールリンス、水洗までは室温の状態で行ない、 $\text{NH}_4\text{OH}$ と $\text{H}_2\text{O}$ による処理は室温から始め徐々に加熱し最終的には60℃の状態で行なう。その後60℃の水に浸漬し室温になるまで自然冷却する。そして基板を取り出し自然乾燥させる。以上のプロセスで $\text{LiNbO}_3$ 基板上の異物を効果的に除去することが可能となった。

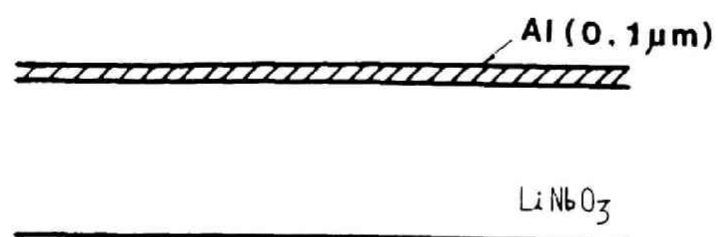
次に2) パターン形成プロセスについて述べる。このプロセスは1) のプロセスで得られた基板上にすだれ電極形成用の金属薄膜を成膜し、電子ビーム露光と金属薄膜のエッチングプロセスにより電極パターンを形成するものである。図3.21にこのプロセスを図示する。通常すだれ電極用としてAlの薄膜が用いられる。膜厚は0.1~0.4 $\mu\text{m}$ 程度が一般的である。Alの成膜は真空蒸着法により行なわれる。又Alのエッチングはテトラメチルアンモニウムハイドロオキシドを主成分とする溶液を用いて行なう。

3) のアセンブリプロセスではパターン形成された基板を切断(ダイシング)し、入出力部への配線(ボンディング)を行なう。

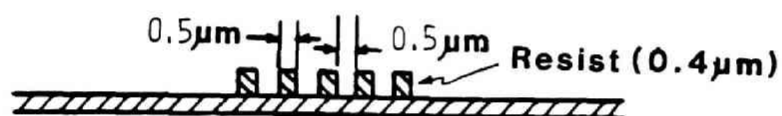
表 3 - 1 :

圧電性基板 (LiNbO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub>, 水晶, etc) 洗浄プロセス

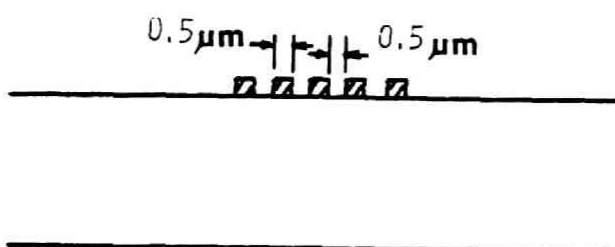




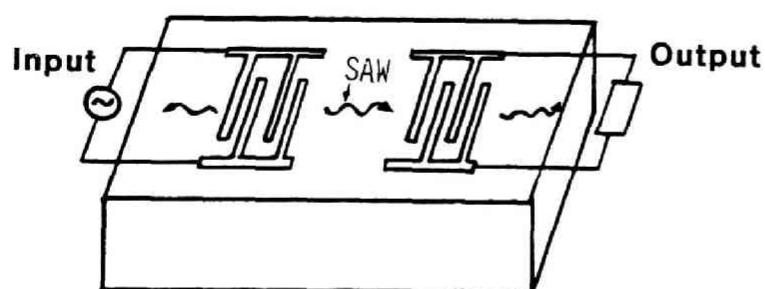
1. Al deposit



2. Resist coating  
Patterning



3. Al etching



4. Assembly

#### SAWデバイスプロセス

図3.21 SAWデバイスの製造フロー。LiNbO<sub>3</sub>等の基板の上にAl薄膜を成膜し、電子ビーム直接露光によりパターン形成し、Alエッチングを行ない、アセンブリを行なう。

### 3.4.4 SAWデバイスの特性

図3.22(a), (b)は電子ビーム露光を用いて作製した、 $0.9\text{GHz}$  帯の中心周波数をもつSAWフィルタ<sup>24), 26)</sup>及び $0.3\text{GHz}$  帯の中心周波数をもつ狭帯域フィルタ (Band Pass Filter) の周波数特性をそれぞれ示している。電子ビーム露光用に用いるレジストとしてはPMMAの他にPoly(chloromethyl Styrene)<sup>25)</sup>やOEBR-100 (東京応化(株)製) が用いられる。図3.22に特性を示すデバイス作製にはOEBR-100を用いている。図から分かるように(a)の場合よりも(b)の方が極めて狭帯域の周波数のみを通過させる特性を示す。これはすだれ状電極の対数が狭帯域フィルタでは、すだれ状電極の場合 500程度と通常のフィルタの場合の10倍以上あるからである。このため、共振周波数帯が狭くなり通過周波数帯も狭帯域となる。

更に狭帯域化するためには共振器を利用する。共振器の種類としてはIDT形とキャビティ型とがある。IDT形は多対のすだれ状電極上を反射・通過しながら伝搬する表面弾性波による共振現象を利用するものであり、キャビティ形は反射格子をすだれ状電極に近接させて形成し、反射格子間を多重走行する波動によって生じる定存波による共振現象を利用するものである。

キャビティ形共振器を構成するためにすだれ状電極の両側に溝構造 (グレーティング) を形成して反射格子とすると、中心周波数を $f_0$ 、反射格子のピッチを $0.5\lambda_0$ 、フィルタの帯域幅を $\Delta f$  すだれ状電極の対数を $N$ 、格子の溝の深さを $d$  とすると、 $\epsilon = \alpha \frac{d}{\lambda_0}$  ( $\alpha$ : 定数) として

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{2}{\pi} \epsilon \sqrt{1 + \left(\frac{\pi}{N\epsilon}\right)^2} \quad (3-5)$$

となる。<sup>27)</sup> 従って $\Delta f$ を小さくするためには、格子の対数 $N$ を多くするか $\epsilon$ を小さく、即ち、溝の深さを浅くする必要がある。しかし $\epsilon$ と共振指数 (stopband depth)  $\Delta p$  とには(3-6)式<sup>27)</sup>の関係があり、

$$\Delta p = 8.686N\epsilon - 6.02\text{dB} \quad (3-6)$$

$\epsilon$ を小さくすることは共振器としての性能を劣化させる。従って、 $N$ を大きくする方法を採る必要がある。本研究において作製したキャビティ型共振器では $N$ を400(本)とした。溝の深さ $d$ は $0.07\mu\text{m}$ と $0.32\mu\text{m}$ のものを作製した。<sup>28)</sup> 基板は水晶を用いた。図3.23はフロン(CF<sub>4</sub>)ガスを用いた反応性イオンエッチング(RIE)法を用いて水晶基板をエッチングすることにより形成したグレーティングの断面SEM写真である。高周波出力は400Wである。(a)は真空度が2.5Paでエッチング時間は3分で溝の深さは約 $0.075\mu\text{m}$ である。(b)は真空度は10Paでエッチング時間は15分で溝の深さは約 $0.32\mu\text{m}$ である。(a)と(b)を比較すると真空度が高い程エッチングされた基板の表面が滑らかであることが分かる。図3.24は溝の深さ $d$ が $0.32\mu\text{m}$ のグレーティングを反射格子とする共振器の周波数特性を示す。中心周波数 $f_0$ は $196.52\text{MHz}$ である。図3.22(b)示す狭

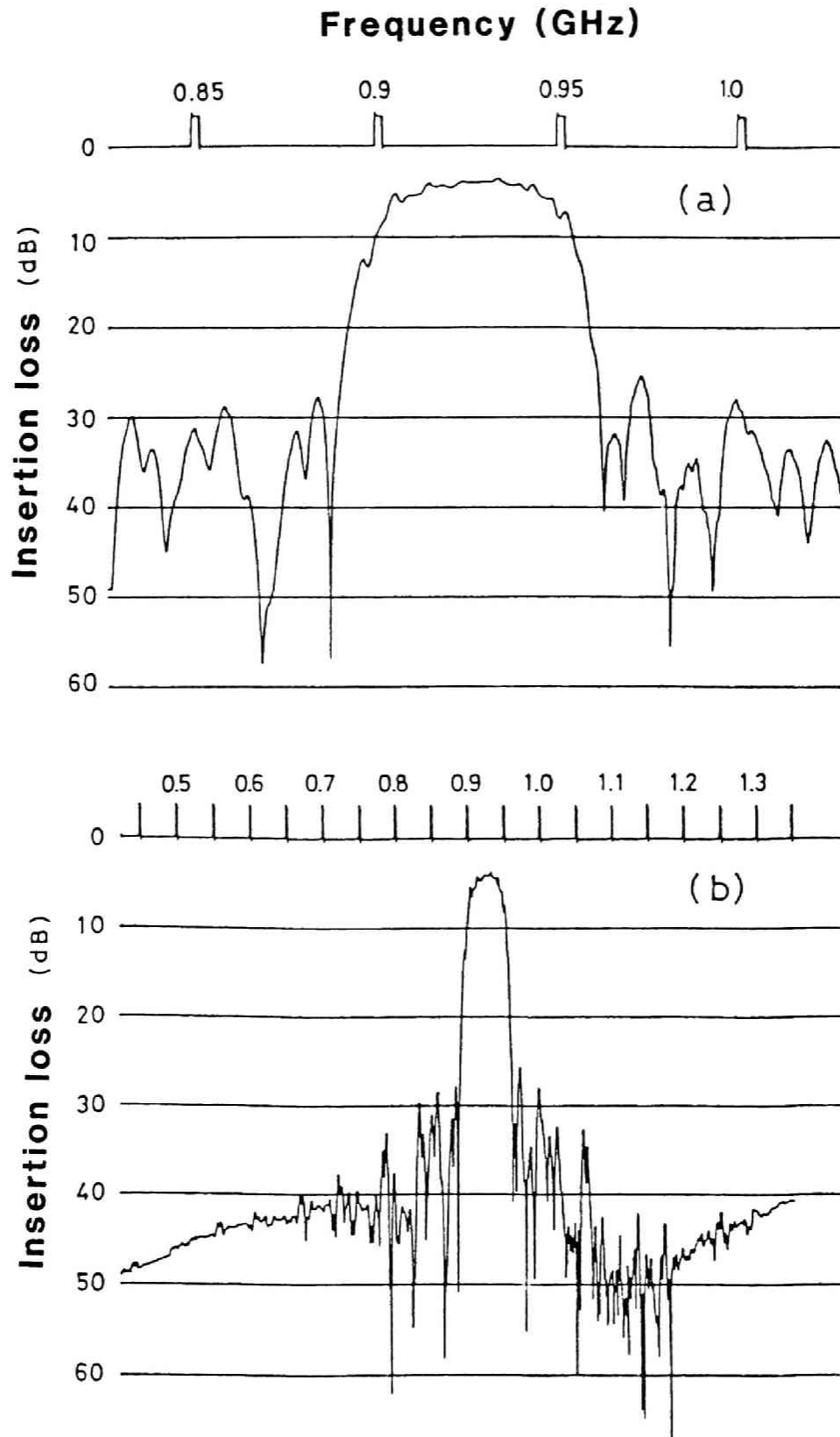


図3.22(a) 0.9 GHz帯のSAWフィルタの周波数特性。図3.19(b)に示す周波数特性と比較すると中心周波数帯以外の領域での阻止特性が向上していることが分かる。

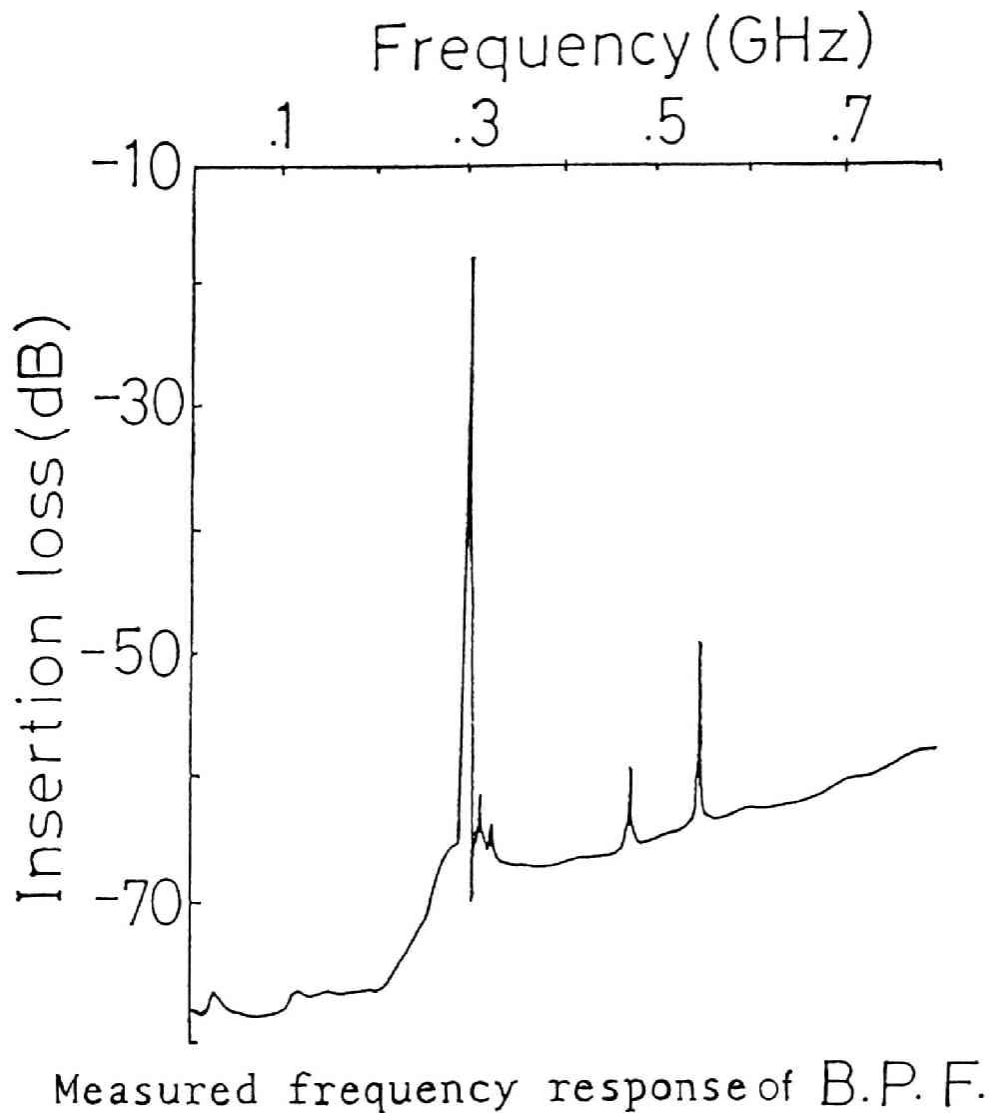


図3.22(b) 0.3GHz帯の狭帯域フィルタ (Band Pass Filter: B.P.F.) の周波数特性。(a)に示す特性よりも通過帯域幅が狭くなっている。

帯域フィルタより更に狭帯域となっている。帯域幅は約0.05MHzで図3.22(b)に示す狭帯域フィルタの $1/100$ 以下となっている。従って、 $f_0$ の設計値からのずれがデバイス作製上重要な問題となる。 $f_0$ の調整は基板のエッチングや酸化シリコン等の絶縁膜のデバイスへの成膜等、表面波の伝播特性を変化させることによって行なう。

以上述べたように、 $0.5\mu\text{m}$ 程度の微細なパターンを有するSAWデバイスの作製に電子ビーム直接露光技術が極めて有効であることが分った。今後、デバイスの中心周波数の高周波化、高精度化への要求に対処するために、より微細なパターンをより精度よく形成するための技術開発をより強化に推進させる必要がある。



3 μm

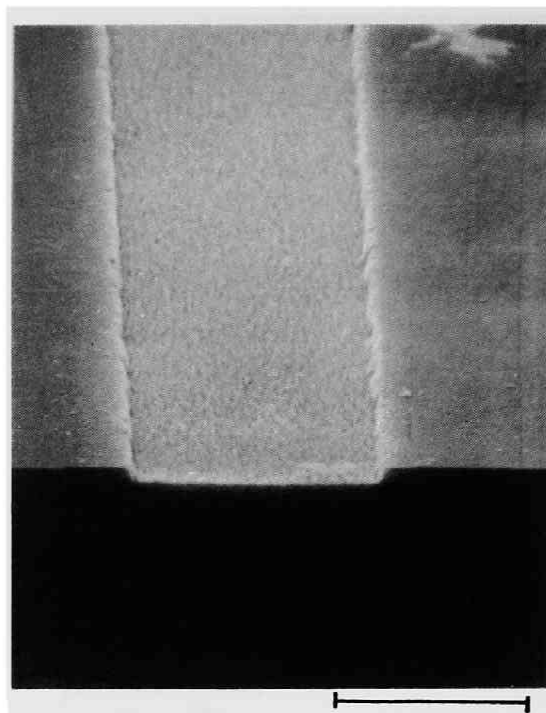


0.5 μm

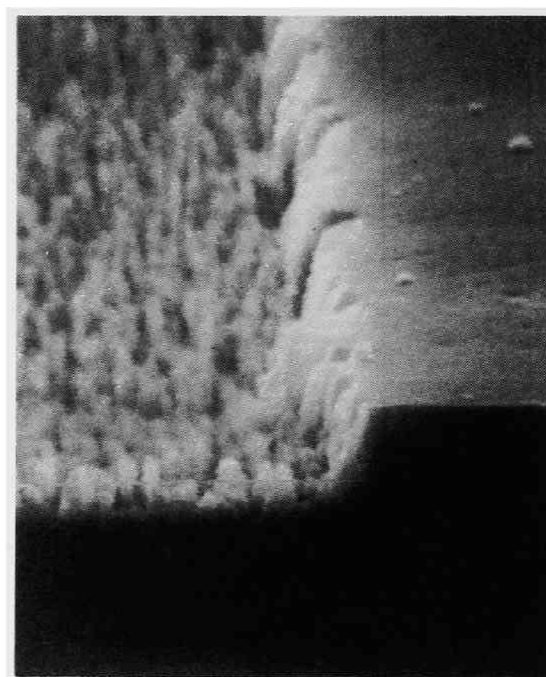
CF<sub>4</sub> ( 5 % O<sub>2</sub> ) 60 SCCM  
2.5Pa      400W

図 3.23(a) 共振器用のグレーティング（溝）を形成するために，CF<sub>4</sub> ガスによる RIE（反応性イオンエッチング）法を用いてエッチングした水晶基板。エッチング時の真空度は(a)が2.5Pa, (b)は10Paであり，高真空度の方が基板の荒れが少ない。





3 μm

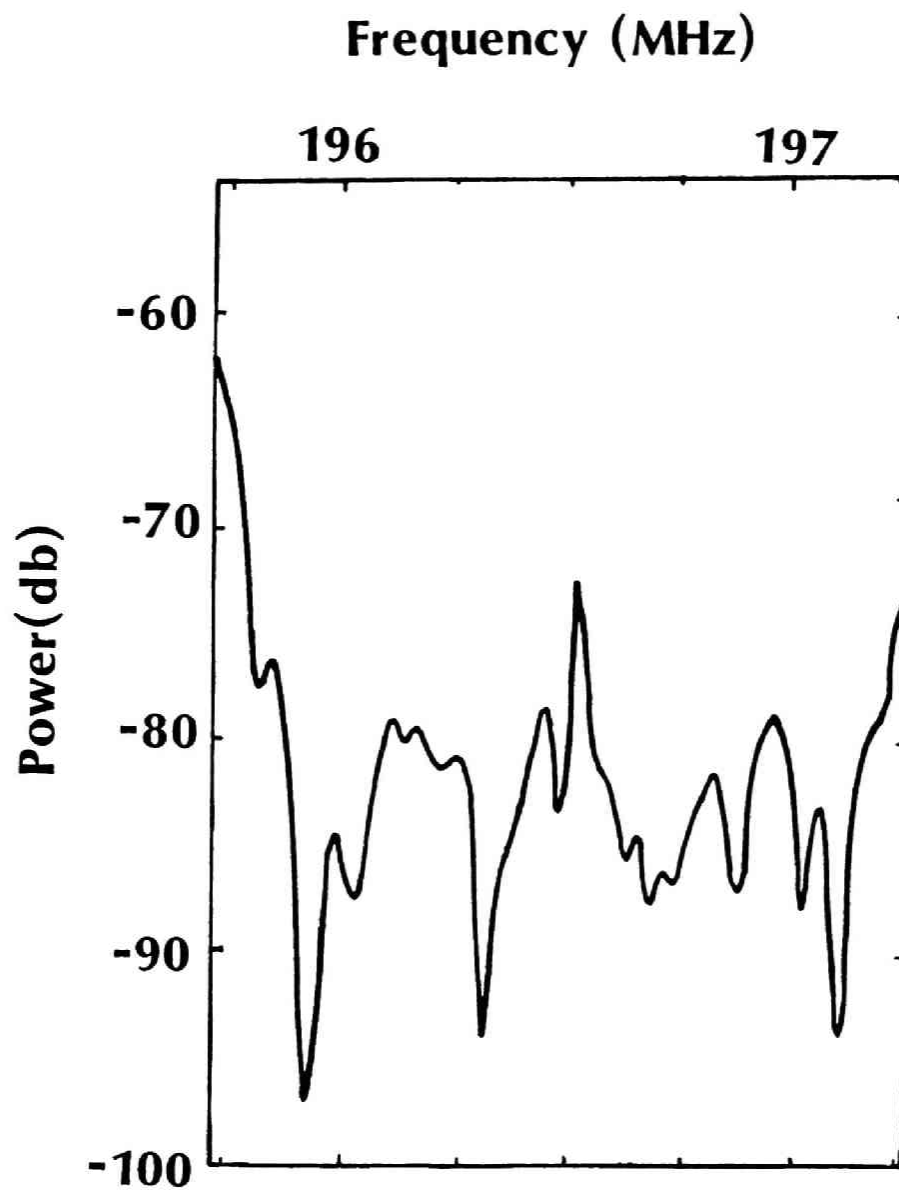


0.5 μm

C F 4 ( 5 % O 2 )

1 0 P a    4 0 0 W

图 3.23(b)



$$f_0 = 196.52 \text{ MHz} \quad d = 0.32 \mu\text{m}$$

図 3.24 試作したキャビティ型 S A W 共振器の周波数特性。中心周波数 ( $f_0$ ) は 196.52MHz, 共振器のグレーティングの深さ(d)は  $0.32 \mu\text{m}$  である。

### 3.5 高電圧電子ビームの露光技術

#### 3.5.1 高電圧電子ビーム露光の特性

電子ビーム露光装置において電子の加速電圧を50～60 kV以上と、従来の10～30 kVの2倍以上の高電圧とすることにより、より微細なパターンの形成を行なう方法がある。<sup>29)</sup>高電圧とすることによりレジスト内での電子の散乱による近接効果が減少するためにパターン幅の広がりを抑えることができることをモンテカルロ・シミュレーションにより示すことができる。前章でも述べたように電子の入射エネルギーが10～20 keVの領域では、低エネルギーの方が近接効果は弱い。しかし他方では20 keV以上になると高エネルギーになるほど近接効果が小さくなることが報告されているので、<sup>29)</sup>入射エネルギーが20 keV程度の領域は近接効果が極大となっている。この点からも高電圧とすることの利点が生じる。

高電圧とすることにより、2－4節で述べたように電子ビーム直接露光の際のマーク検出が有利となる。しかしその反面、デバイスに与える照射損傷やレジストの感度の低下の問題等の欠点も存在する。本節ではこれらの高電圧電子ビームのもつ特長や問題点について検討を加える。

#### 3.5.2 モンテカルロ・シミュレーション

通常の電子ビーム露光装置では加速電圧が10～30 keVであり、電子の後方散乱効果による近接効果が生じる。特にレジスト中でのビームの横方向への広がりが大きく、0.1  $\mu\text{m}$ のビーム径をもつ電子ビームでパターン形成を行なっても3.3節で述べた多層レジスト構造を採るなどの特別の技術なしには0.1  $\mu\text{m}$ のパターンを得ることは困難である。

図3.25に加速電圧が60 kVと20 kVの場合のSi基板に塗布されたPMMA中での電子の散乱飛跡を比較して示す。明らかに60 kVの方がレジスト中での電子の横方向への広がりが少ない。これは、散乱断面積が、(2－7)式から電子のエネルギーEの2乗に逆比例しており、加速電圧が高いほど散乱確率が小さくなるためである。しかし、(2－13)式のBetheの式から分かるように非弾性衝突によりレジスト中に放出される電子のエネルギーも同様にEに逆比例しており、電子のもつエネルギーが大きいほどエネルギー損失が小さくなり、レジストに蓄積されるエネルギー強度も小さくなる。即ち、同じ、照射量を与えても入射エネルギーが大きいほどレジスト中でのエネルギー放出量が少なくなる。これは高電圧電子ビーム露光では低電圧の場合よりも多くの照射量を要することを意味する。図3.26、3.27はSi基板上に塗布された0.4  $\mu\text{m}$ 膜厚のPMMAに加速電圧がそれぞれ60 kV及び20 kVの電子ビームを0.25  $\mu\text{m}$ 間隔で線露光した場合の単位照射量(1C/ $\text{cm}^2$ )当りのエネルギー強度分布を示す。ビーム径は0.1  $\mu\text{m}$ であり、図中矢印で示す点が入射部である。(1)がパターンの端部での分布を示しており、(2)はパターン中央部での分布である。図中、eで示すのは図3.26の場合  $1.092 \times 10^{23} \text{keV} / \text{C} \cdot \text{cm}$ 、図3.27では  $3.462 \times 10^{23} \text{keV} / \text{C} \cdot \text{cm}$ の

単位照射量当りのレジスト中でのエネルギー強度を示している。加速電圧が20 k Vの方が60 k Vの場合よりもビーム照射部近傍でのエネルギー強度が約3.16倍大きくなっている。しかしビームの横方向への広がりが大きく、(2)のパターン中央部では0.7 eのエネルギー強度をもつ等エネルギー曲線が分離されていないが図3.26でから分かるように60 k Vの加速電圧の場合、0.4 eのエネルギー強度をもつ等エネルギー曲線も分離している。

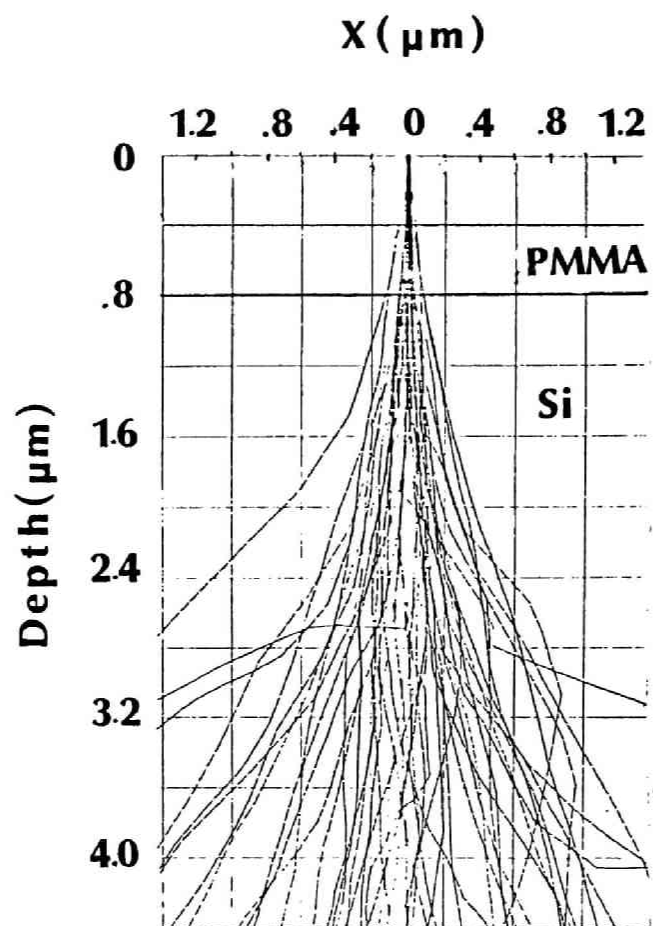
このことは、(1)のパターンの端部での等エネルギー曲線の分布を比較しても明らかなように、加速電圧が低い方がレジスト中でのエネルギーの分散が大きくなっている。従って、高電圧にすれば照射量は低電圧の場合よりも多くを要するが、より微細なパターン形成が可能となる。

### 3.5.3 高電圧電子ビーム露光による直接露光

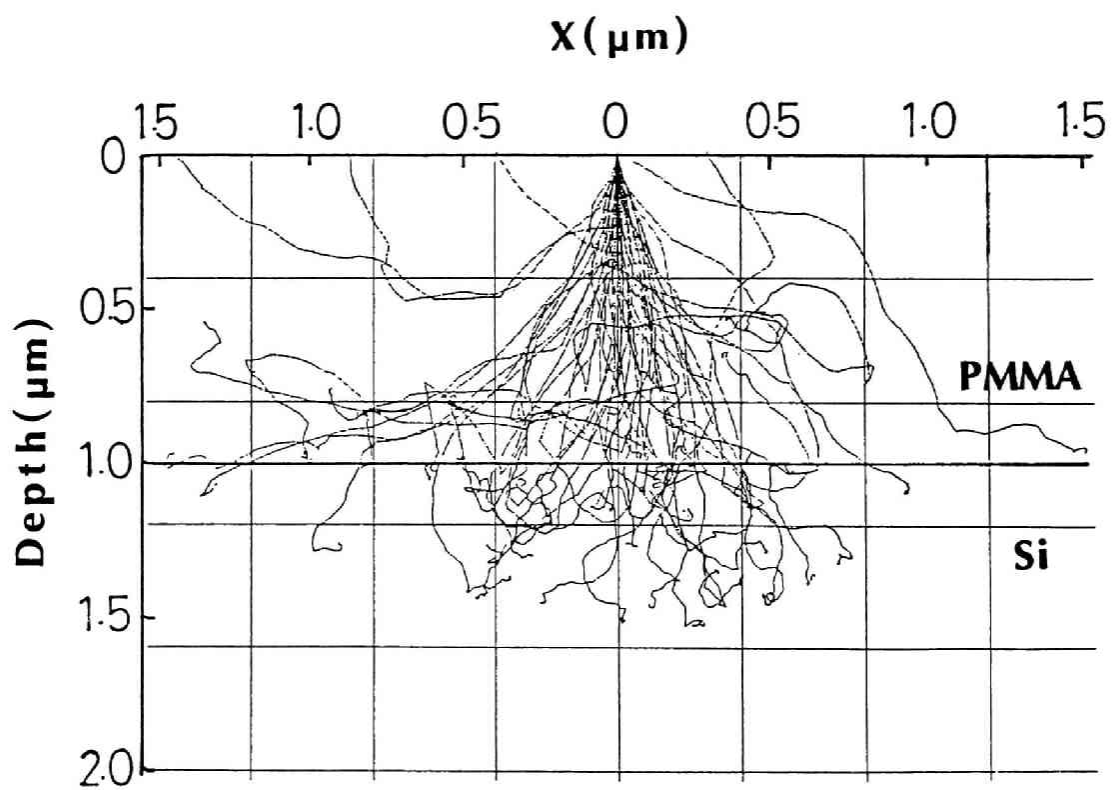
50 k V以上の高電圧電子ビームを用いて直接露光用の位置合せマークからの信号を検出する場合、10~30 k Vの低電圧を用いる場合より信号強度が2倍以上となる。<sup>29)</sup>

前章で述べたような多層レジスト構造を用いてパターン形成を行なう場合にはレジストの膜厚の合計は1  $\mu$  m以上となり低電圧の電子ビームを用いたマーク検出は困難となるが、50 k Vの電圧の電子ビームを用いる場合レジストの膜厚が3  $\mu$  m程度でもマーク検出が可能である。高電圧の場合の問題点はレジストの感度の低下とデバイスに与える照射損傷である。前者は前述のようにレジスト中でのエネルギー強度が高電圧になるほど小さくなることに起因し、例えば、電圧が60 k Vの場合20 k Vの場合より3倍以上の照射量を要す。しかし、高電圧になるほど3.2節で述べたLaB<sub>6</sub>電子放出フィラメントの輝度が大きくなるので、<sup>30)</sup>ビーム電流の増加が期待できる。一方後者の問題は電子ビーム照射後に熱処理を行なうことにより損傷のレベルを20 k Vで露光を行なった場合と同じ程度にまで回復することも可能である。

以上のべたように高電圧電子ビーム露光法は0.1  $\mu$  m程度の微細なパターンを形成する実用的技術として有望なものと言える。今後高電圧電子ビームの微細加工分野における役割は大きくなるものと考えられる。

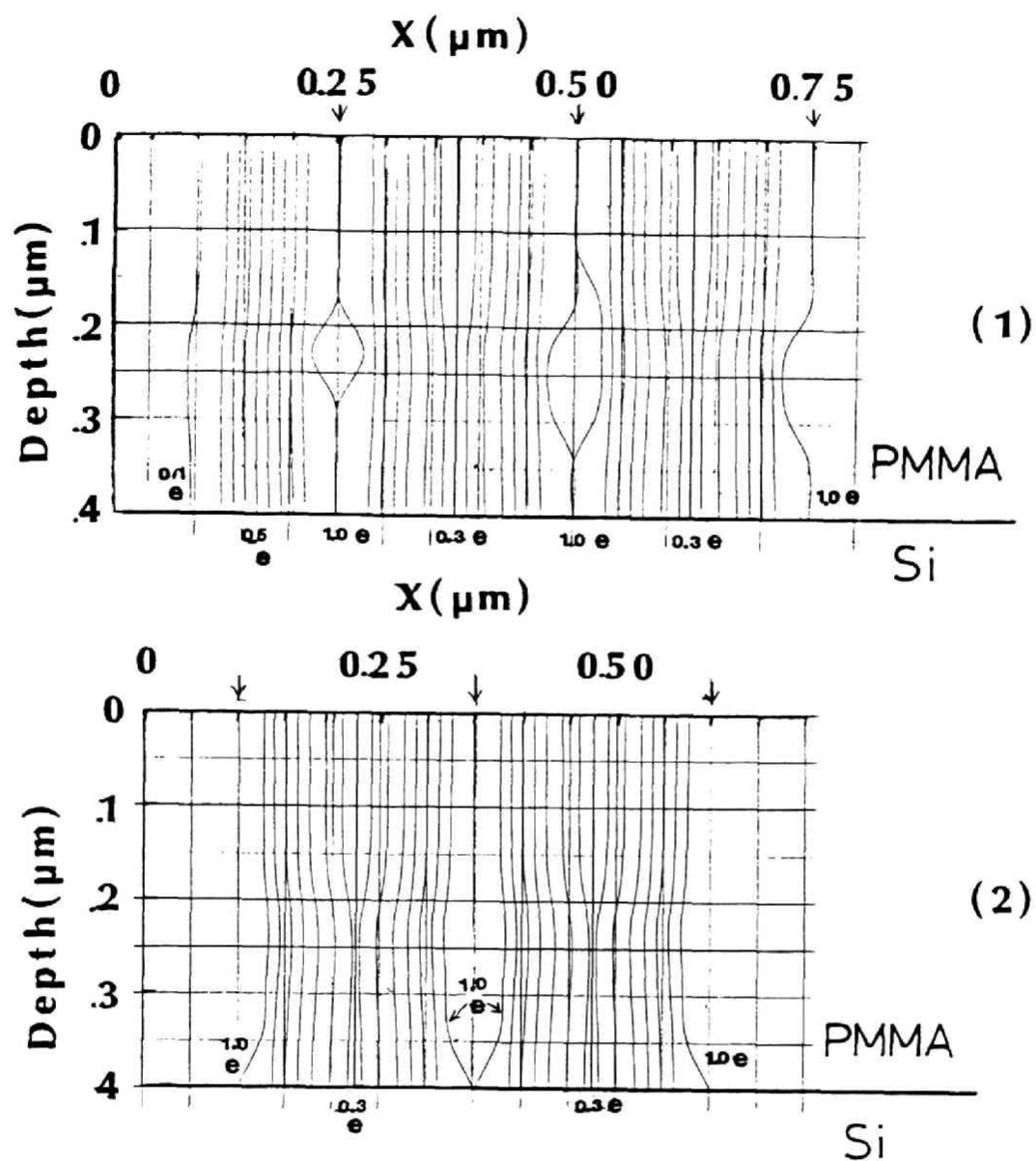


(1)



(2)

図 3.25 加速電圧が(1)60kVと(2)20kVの場合の電子ビームの固体中での散乱飛跡の比較



Electron beam ( $60 \text{ kV}$ ,  $0.1 \mu\text{m}^\phi$ )  
 0.25  $\mu\text{m}$  space pattern  
 $e = 1.092 \times 10^{23} \text{ KeV/C}\cdot\text{cm}$

図3.26 60 kVの入射エネルギーの電子ビーム（ビーム径0.1  $\mu\text{m}$ ）を0.25  $\mu\text{m}$ の間隔においてPMMA上に線露光を行なった場合のPMMA中でのエネルギー強度分布。基板はSiであり、PMMAの膜厚は0.4  $\mu\text{m}$ である。

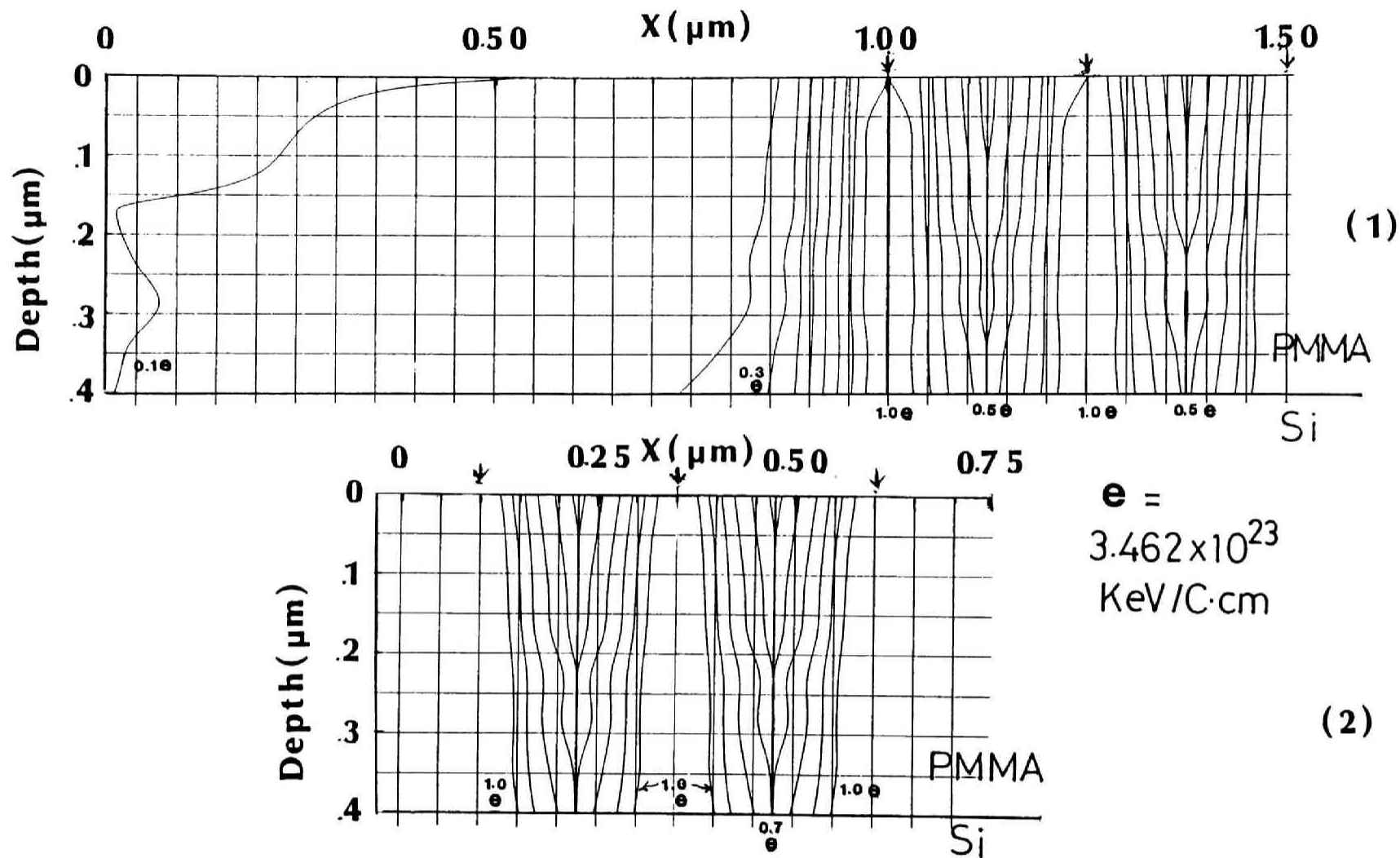


図 3.27 20keVの入射エネルギーの電子ビーム(ビーム径は  $0.1 \mu\text{m}$ ) を  $0.25 \mu\text{m}$  の間隔をおいて PMMA 上に線露光を行なった場合の PMMA 中でのエネルギー強度分布。基板は  $\text{Si}$  であり, PMMA の膜厚は  $0.4 \mu\text{m}$  である。

### 3.6 まとめ

本章では電子ビーム露光による微細加工技術に関する研究結果について述べた。微細パターンの形成を必要とするデバイスの作製に電子ビーム露光技術を応用することを可能としたのは、高輝度で長寿命の電子放出フィラメントである単結晶LaB<sub>6</sub>カソードが開発されたこと、電子ビームを0.1  $\mu\text{m}$ 以下の微細なビーム径に絞るための電子光学技術の発展、ビームの形状を露光図形に合わせて整形する技術の発展、図形データ処理技術の発展等の数多くの分野でのいくつかの技術の向上の成果である。本章においては、まず、単結晶LaB<sub>6</sub>カソードに関して[110]及び[210]の結晶の方位のものが電子放出特性に優れていることが明らかとなった。次に、EBR-9とPMMAの2種類のポジ型レジストを用いた2層レジスト構造により0.1  $\mu\text{m}$ 程度の微細パターンの形成が可能なこと及びこのレジストパターンを用いてGaAsデバイスのマッシュルーム型ゲート電極パターンが形成されることを示した。

つづいて、0.5  $\mu\text{m}$ 程度のパターンを有する表面弾性波(SAW)デバイスが高歩留で作製できるプロセスを明らかにした。

最後に高電圧電子ビーム露光技術が0.1  $\mu\text{m}$ 程度以下のナノメートルレベルのパターン形成に有効なことを確認した。



## 参 考 文 献

- 1) N. Kato, T. Mizutani, S. Ishida, and M. Ohmori, Electron-Beam Fabrication of Submicrometer Gates for a GaAs MESFET Logic, IEEE Trans. on Electron Devices, ED-27, 1098 (1980).
- 2) T. Matsuda, K. Miyoshi, R. Tamaguchi, S. Moriya, T. Hosoya, and K. Harada, Submicrometer Electron-Beam Direct Writing Technology for 1-Mbit DRAM Fabrication, IEEE Trans. on Electron Devices, ED-32, 168 (1985).
- 3) T. Kato, A. Shigetomi, Y. Watakabe, H. Hagiwara and H. Hiraoka, Evaluation of single crystal  $\text{LaB}_6$  cathodes, J. Vac. Sci. Technol., 1, 100 (1983).
- 4) T. Kato, K. Hayashi, N. Sakaki, and T. Kato, Two-Layer Resist structure for Electron Beam Fabrication of a Submicrometer Gate Length GaAs Device, IEEE Trans. on Electron Devices, ED-34, 753 (1987).
- 5) C. Ohshima, M. Aono, T. Tanaka, S. Kawai, and R. Shimizu, Thermionic emission from single-crystal  $\text{LaB}_6$  tips with [100], [110], [111], and [210] orientations, J. Appl. Phys., 52, 1201 (1980).
- 6) J. D. Verhoeven, E. D. Gibson, and M. A. Noack, Influence of crystallography and purity on brightness of  $\text{LaB}_6$  cathodes, J. Appl. Phys., 47, 5105 (1976).
- 7) M. Hatzakis, PMMA copolymers as high sensitivity electron resists, J. Vac. Sci. Technol., 16, 1984 (1979).
- 8) J. A. Oro and J. C. Wolfe, Mechanical stability of reactive ion-etched poly (methacrylate) and polyimide microstructures in trilevel electron beam lithography, J. Appl. Phys., 53, 7379 (1982).
- 9) H. Gokan, M. Itoh, and S. Esho, Oxygen ion beam etching for pattern transfer, J. Vac. Sci. Technol., B2, 34 (1984).
- 10) T. Tada, Poly (Trifluoroethyl-Chloroacrylate) as a Highly Sensitive Electron Resist, J. Electrochem., 126, 1829 (1979).
- 11) J. S. Greeneich, Developer Characteristics of Poly-(Methyl Methacrylate) Electron Resist, J. Electrochem., 122, 970 (1975).
- 12) F. H. Dill, A. R. Neureuther, J. A. Tuttle, and E. J. Walker, Modeling Projection Printing of Positive photoresists, IEEE Trans. on Electron Devices, ED-22, 456 (1975).

- 13) H. Fukui, Optical Noise Figure of Microwave GaAs MESFET's, IEEE Trans. on Electron Devices, ED-26, 1032 (1979).
- 14) Y. Todokoro, Double-layer resist films for submicrometer electron-beam lithography, IEEE Trans. on Electron Devices, ED-27, 1443 (1980)
- 15) M. Matsumura, K. Tsutsui and Y. Naruke, Submicrometer lift-off line with T-shaped cross-sectional form, Electron. Lett., 12, 429 (1981)
- 16) P. C. Chao, P. M. Smith, S. Wanuga, W. H. Perkins, R. Liberio, and E. D. Wolf, Electron-beam fabrication of quarter-micron T-shaped gate FETs using a new tri-layer resist system, in IEDM Tech. Dig., 613 (1983).
- 17) G. S. Kino, Acoustoelectric interactions in acoustic-surface-wave devices, Proc. IEEE, 64, 724 (1976).
- 18) H. Hayakawa and G. S. Kino, Strage of Acoustic Signals in Surface States in Silicon, Appl. Phys. Lett., 25, 178 (1974).
- 19) R. C. Dixon, Spread Spectrum Systems, Willy, New York. (1976).
- 20) C. S. Tsai, Wideband guided-wave acoustooptic Bragg-devices and Applications, Proc. IEEE 1975 Ultrasonics Symp., p.120 (1975).
- 21) W. R. Smigh, H. M. Gerard, J. H. Collus, T. M. Reeder, and H. J. Show, Analysis of interdigital surface wave transducers by use of an equivalent circuit model, IEEE Trans. Microwave theory & Tech. MTT17, 856 (1969).
- 22) P. Hartemann, E. Dieulesaint, Intrinsic compention of sidelobes in a dispersive acoustic delay line, Electron. Lett., 5, 219 (1969).
- 23) H. Matthews, Surface wave filters (design, construction, and use), John Wiley, p.171 (1977).
- 24) T. Kato, Y. Watakabe, and H. Nakata, Proximity effect correction in electron-beam lithography, J. Vac. Sci. Technol., 19, 1279 (1981).
- 25) J. Temmyo, Y. Sakakibara, K. Komatsu, M. Oda, and S. Yoshikawa, Performance of  $0.4\mu\text{m}$  Linewidth SAW Interdigital Transducers Fabricated by Scanning-Electron-Beam Lithography, IEEE Trans. Sonic and Ultra-sonics, SU-27 383 (1980)
- 26) S. Wadaka, K. misu, F. Takada, and T. Kato, A Low Loss 0.9 GHz Band SAW Filter, Proc. IEEE Ultrasonic Symposium, Atlanta, (1983).
- 27) W. J. Tanski, Surface Acounstic Resonators on Quartz, IEEE trans. on Sonics and Ultrasonics, 26, 93 (1979)

- 28) 酒井淳, 岡本和敏, 加藤高秋, 和高修三, 水晶基板のドライエッチング特性, 第34回応用物理学術講演会, 31a-P-8 (1987).
- 29) M.Yoshimi, K.Kawabuchi, T.Takigawa, M.Takahashi, Y.Kato, Lower Submicron Pattern Definition by High-Voltage Electron-Beam Lithography, Electron. Lett., 18, 880 (1982).
- 30) 中川清一, 電子顕微鏡, 12, 59 (1977).





## 第 4 章

### イオンビームの散乱過程に関する基礎研究



## 4.1 はじめに

電子ビームと同様にイオンビームの工業的応用はイオン注入技術や数々の分析技術への応用など従来から幅広く見られる。イオンビームは電子ビームのように単なるエネルギー輸送手段としてのみならず特定のイオン種を試料中に注入することを可能とするものでそれだけ応用範囲が広い。例えば、試料上の特定の領域を削り取る技術（エッチング技術）、特定の領域に異なった元素を注入したり成膜する技術（イオン注入技術、イオンビーム成膜技術）、レジスト中にイオンビームを照射してパターン形成を行なう技術（イオンビーム露光技術）等があげられる。

本章ではイオンビームを上記のようなさまざまな分野に応用するための基礎となるイオンの固体中での散乱過程に関するモンテカルロ・シミュレーションの方法について述べる。

## 4.2 イオンの固体内散乱の解析

### 4.2.1 解析のための手法

イオンの固体内散乱を解析する方法を大別すると、解析的モデルを用いて解析する方法とモンテカルロ・シミュレーションによる方法とに分けられる。これらのいずれを用いるにしても、イオンの固体中でのエネルギー損失の過程をモデル化せねばならない。現在まで最も一般的に用いられるエネルギー損失過程のモデルでは、固体中でのイオンのエネルギー損失は標的原子の核外電子との相互作用による非弾性衝突過程と標的原子との弾性衝突過程という2つの独立な相互作用によって生じるとされる。

上記の解析的モデルは固体中をエネルギー  $E$  のイオンが微小距離  $dR$  だけ進むときのエネルギー損失  $-dE$  を非弾性衝突を生じる電子阻止能  $S_e(E)$  と弾性衝突過程を記述するための原子核阻止能  $S_n(E)$  とを用いて (4-1) 式のように定義する。

$$-\frac{dE}{dR} = n [S_e(E) + S_n(E)] \quad (4-1)$$

ここで  $n$  は原子密度を表わす。 $S_e(E)$  に関しては、後述するように、高エネルギー領域では Bethe-Block の公式が用いられ、低エネルギー領域では、J. Lindhardらの公式が用いられる。<sup>1)</sup>

低エネルギーから高エネルギー領域までに適用できる電子阻止能の公式は現在見いだされておらず、上記2つの公式の内挿公式や実験式が用いられる。<sup>2)</sup>

一方、 $S_n(E)$  に関しては (4-2) 式を用いて求める。<sup>3)</sup>

$$S_n(E) = \int_0^{T_m} T d\sigma \quad (4-2)$$

ここで、原子間の弾性衝突に際して移転するエネルギーを  $T$ 、その最大値を  $T_m$  としている。又、 $d\sigma$  は弾性散乱に関する微分散乱断面積であり、(4-3) 式により求められる。<sup>1)</sup>



$$d\sigma = \pi a^2 \frac{dt}{2t^{3/2}} f(t^{1/2}) \quad (4-3)$$

$$t^{1/2} = \epsilon \sin(\theta/2) \quad (4-4)$$

$$\epsilon = a m_2 E / \{Z_1 Z_2 e^2 (m_1 + m_2)\} \quad (4-5)$$

であり、 $\theta$  は散乱角、 $\epsilon$  は、換算エネルギー(reduced energy)、 $a$  は遮蔽距離であり、原子間ポテンシャルがThomas-Fermi 型の場合、

$$a = 0.8853 a_0 (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{-1/2} \quad (4-6)$$

Pirsov型の場合、

$$a = 0.8853 a_0 (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{-2/3} \quad (4-7)$$

により与えられる。ここで、 $a_0$  はボーア半径、 $Z_1, m_1$  及び  $Z_2, m_2$  はそれぞれ入射原子及び標的原子の原子番号、質量である。 $f(t)$  は散乱関数と呼ばれ原子間のポテンシャルと適合するように決められる。

S. Kalbitzer ら<sup>4)</sup> はThomas-Fermiポテンシャルに対応した関数として、

$$f(t^{1/2}) = \lambda t^{1/2-m} [1 + (2\lambda t^{1-m})^q]^{-1/q} \quad (4-8)$$

を与えた。ここで、 $\lambda, m, q$  はそれぞれ 2.54, 0.25, 0.475である。従って、(4-2) 式により  $S_n(E)$  を求めるには、(4-8) 式により与えられる  $f(t^{1/2})$  を用いて数値積分を行うことになる。このようにして求まった  $S_n(E)$  は(4-5) 式の換算エネルギー  $E$  を用いて、

$$S_n(\epsilon) = \frac{\epsilon}{\pi a^2 r E} S_n(E) \quad (4-9)$$

と表せる。<sup>5)</sup>

ここで、

$$r = \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (4-10)$$

である。

$S_n(\epsilon)$  に関しては各種の原子間ポテンシャルに対応して定式化されており、W. D. Wilson<sup>5)</sup> らによれば、

$$S_n(\epsilon) = \frac{0.5 \ln(1+\epsilon)}{\epsilon + A \epsilon^B} \quad (4-11)$$

の形に表わせる。ここでAとBは原子間ポテンシャルにより決まる定数で例えばThomas-Fermiの場合、それぞれ0.10396、0.50793である。一方、J. F. Zieglerら<sup>6)</sup>は各種の原子間ポテンシャルについて $S_n(\epsilon)$ を平均化したユニバーサル型の公式を導いた。

L S S理論では、 $S_n(\epsilon)$ や $S_n(E)$ を用いて、入射イオンが標的物質中での任意の深さで静止する確率密度関数を定義し平均的投影距離 $R_p$ やその標準偏差 $\Delta R_p$ に関する方程式を導いている。<sup>7)</sup>

一方モンテカルロ法を用いたイオンの固体内散乱の解析の場合は、M. T. Robinsonらの開発した「MARLOWE」プログラム、<sup>8)</sup> J. P. Biersackらの開発した「TRIM」プログラム、<sup>9)</sup> L. Adesidaらの解析方法<sup>10)</sup>等がある。

「MARLOWE」は主としてイオン照射による試料内原子の変位にもとづく損傷を解析するプログラムである。このプログラムでは散乱角の計算は2体衝突に関する古典力学による散乱公式（後述の(4-17)式）を用いて行なっている。原子間ポテンシャル $V(r)$ はMolièreのものを用いている。エネルギー損失は2体衝突における過程で弾性的転移エネルギーと核外電子の運動量交換にもとづく非弾性的損失とを考慮している。試料としては結晶構造をもつものも対象としている。

「TRIM」は結晶構造をもたないアモルファス基板中でのイオンの散乱過程をシミュレートするプログラムである。このプログラムの最大の特徴は散乱角の決定に解析的モデルを用いていることである。これにより散乱角の計算時間が大幅に短縮されモンテカルロ・シミュレーションを行なうために有効な方法となっている。本研究においてもこの計算手法を用いており詳細は後述する。エネルギー損失に関しては「MARLOWE」の場合と異なり、標的原子との弾性衝突過程と、弾性衝突間の連続的損失を表す非弾性衝突過程とを区別している。原子間ポテンシャルとしてはMolièreのポテンシャルを用いている。

L. Adesidaらの開発したプログラムでは散乱角決定は、L S S理論にもとづく散乱断面積を用いて、乱数による計算過程をとおして(4-4)式の $t^{1/2} = \epsilon \sin \theta / 2$ から求める。エネルギー損失に関しては「TRIM」の場合と同じである。

モンテカルロ法の特徴は比較的複雑な構造中での散乱の解析やイオンによる標的原子のたたき出し(knock-on)現象の解析を容易に行なえることにある。後者の場合イオンビームによる試料原子のスパッタリングのシミュレーションが可能となり、<sup>11)</sup>更に後に詳述するように照射損傷の解析に応用することができる。

本研究では次節以降において詳述するように、イオンの固体内散乱の解析を以下のような条件で行なった。

1. 照射試料としては結晶構造をもたないアモルファス基板を考えている。

2. エネルギー損失は標的原子との弾性衝突と非弾性的な連続的損失過程とを独立させて考えている。
3. 散乱角は「TRIM」で用いられている計算方法により求めている。
4. 原子間ポテンシャルとして、J. F. Ziegler らによるユニバーサル型遮蔽ポテンシャルを用いている。
5. 衝突間距離として「TRIM」と同様にエネルギー依存型のものを用いたが、この距離を計算するに当たって、J. F. Ziegler らによるユニバーサル型の原子核阻止能を用いている。
6. 入射イオンによる標的原子のたたき出し (knock-on) により生じる反跳原子 (リコイル原子) の散乱過程を追跡している。

#### 4.2.2 散乱現象の古典力学的取扱いかい

中心力場  $V(r)$  中での2つの質点 (質量  $m_1, m_2$ ) の運動を考える。重心系 (C, M系) でポテンシャル  $V(r)$  が存在する場合の2つの質点の運動のラグランジアン  $L$  は質点の座標を極座標  $r, \phi$  で表わすと (4-12) 式のようになる。

$$L = \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2) - V(r) \quad (4-12)$$

ここで、 $m$  は換算質量 ( $m = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ ) であり  $r$  は2つの質点間の距離である。即ち2つの質点の運動は質量  $m$  の  $V(r)$  中での運動と等価となる。(4-12) 式をラグランジュ方程式 (4-13) 式に代入すると、

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = \frac{d}{dt} (m r^2 \dot{\phi}) = \frac{\partial L}{\partial \phi} = 0 \quad (4-13)$$

$M = m r^2 \dot{\phi}$  が一定つまり角運動量保存則が導ける。一方この2つの質点系のもつエネルギー  $E_c$  は運動エネルギー  $T$  とポテンシャルエネルギー  $V(r)$  の和で与えられる。

$$\begin{aligned} E_c &= T + V(r) \\ &= \frac{1}{2} m \dot{r}^2 + \frac{1}{2 m r^2} M^2 + V(r) \end{aligned} \quad (4-14)$$

従って、

$$\dot{r} \left( \equiv \frac{dr}{dt} \right) = \sqrt{\frac{2}{m} (E_c - V(r)) - \frac{M^2}{m^2 r^2}} \quad (4-15)$$

(4-15) 式を積分すると、(4-16) 式となるが、

$$t = \int \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{m} (E_c - V(r)) - \frac{M^2}{m^2 r^2}}} \quad (4-16)$$

$$M = m r^2 \dot{\phi} \quad \text{より、} \quad d\phi = \frac{M}{m r^2} dt \quad (\because \dot{\phi} \equiv \frac{d\phi}{dt})$$

だから (4-16) 式は,

$$\phi = \int \frac{(M/r^2) dr}{\sqrt{2m(E_c - V(r)) - \frac{M^2}{r^2}}} \quad (4-17)$$

となる。(4-16) 又は (4-17) 式を解くことにより中心力場  $V(r)$  中での質点の運動は完全に記述される。これらの式の右辺の根号内の値を 0 とする  $r$  を  $r_0$  とすると (4-15) 式より,  $\dot{r}|_{r=r_0} = 0$  となるから, 質点の軌跡は  $r = r_0$  で極値をとる。 $r_0$  は 2 つの質点の間の最近接距離(closest approach)と呼ばれる。質点  $m_1$  の重心系(C, M系)での散乱角  $\theta$  は  $\phi$  を用いると,

$$\theta = |\pi - 2\phi|$$

と表わせる。

#### 4.2.3 原子間ポテンシャル

入射イオンと標的原子との 2 体衝突を解析するためにはイオンと原子との間の原子間ポテンシャル  $V(r)$  を知る必要がある。ここで  $r$  はイオンと原子との間の距離である。イオンの固体内散乱の場合,  $V(r)$  として, Thomas-Fermi 型のポテンシャルが用いられることが多い。

この型のポテンシャルは (4-18) 式で表わせる。

$$V(r) = -\frac{Z_1 Z_2}{r} e^2 \phi(r) \quad (4-18)$$

$\phi(r)$  は遮蔽関数と呼ばれ, Molière は (4-19) 式で表せる関数を用いた。<sup>12)</sup>

$$\phi_M(r) = 0.35 e^{-0.3 \frac{r}{a}} + 0.55 e^{-1.2 \frac{r}{a}} + 0.1 e^{-6 \frac{r}{a}} \quad (4-19)$$

ここで  $a$  は (4-7) 式で表わせる Firsov の遮蔽距離である。

遮蔽クーロンポテンシャルでは第 2 章で述べたように,

$$\phi_{sc}(r) = \exp(-\lambda r) \quad \text{となる。}$$

ここで,  $Z_1, Z_2$  はそれぞれ入射イオン及び標的原子の原子番号である。

J. F. Ziegler らは数多くの原子間ポテンシャルの発表例の平均値的な関数を求め Universal Screening Potential (ユニバーサル型遮蔽ポテンシャル)  $V_U(r)$  を導いた。<sup>6)</sup>

$$V_U(r) = -\frac{Z_1 Z_2}{r} e^2 \phi_U(r) \quad (4-20)$$

$$\phi_u(r) = 0.1818 e^{-3.2 \frac{r}{a_u}} + 0.5099 e^{-u \cdot 9.423 \frac{r}{a_u}} \\ + 0.2802 e^{-0.4029 \frac{r}{a_u}} + 0.2817 e^{-u \cdot 2.016 \frac{r}{a_u}}$$

ここで、 $a_u$  は、

$$a_u = 0.8854 a_0 (Z_1^{0.23} + Z_2^{0.23})^{-1} \quad (4-21)$$

である。 $a_0$  はボーア半径である。

### 4.3 モンテカルロ・シミュレーションのモデリング

#### 4.3.1 散乱角の算出

電子の固体内散乱をモンテカルロ法によるシミュレーションにより解析する場合、第2章で述べたように(2-7)式による散乱角度分布を用いる。この式は簡単に積分することができ(2-8)式を得た。従がって、電子の場合、散乱角を乱数により決めれば平均自由行程とBetheの式を電子のエネルギーをパラメータとして定めれば散乱プロセスを追跡できることになる。

イオンの固体内散乱のモンテカルロ法によるシミュレーションを行なう場合には電子の場合とは異なった手法が必要となる。それは(2-1)式で表わせるような簡単に積分可能な散乱断面積を求める式が存在しないからである。原子間ポテンシャルとして遮蔽クーロンポテンシャルは正確ではなくなり、実験データと一致する関数を見い出す必要がある。古典力学によれば4.2.2節で述べたように2体衝突の場合の散乱角は(4-17)式の、積分を実行することにより決めることができる。数値積分を行なうことで、 $V(r)$ の関数形がいかに複雑であっても散乱角は決定できる。<sup>8)</sup>その際衝突パラメータ $\rho$ をあらかじめ与えねばならない。これは乱数により値が定められる。1回の衝突ごとに散乱角の決定を必要とする単一散乱モデルによるモンテカルロ・シミュレーションの場合、1回の衝突ごとに(4-17)式の積分を実行することは理論的には可能であるが計算機のCPU使用時間を考慮すると、賢明な方法とは言えない。計算の精度を高めるために数多くの繰り返し計算を必要とするモンテカルロ・シミュレーションの場合は特に計算時間を短縮することは重要である。J. P. Biersackらの方法<sup>9)</sup>はこの意味で注目すべきものである。彼らは積分を実行することなく散乱角 $\theta$ を計算する公式を提示した。図4.1は質量 $m_1, m_2$ の2つの粒子の衝突の様子をC. M.系で見たものである。 $\rho$ は衝突パラメータ、 $r_0$ は最近接距離である。散乱過程でこれら2つの粒子はそれぞれ曲率半径 $r_1$ 及び $r_2$ の軌跡を描く、その場合質量 $m_1$ の粒子の散乱角 $\theta$ は(4-22)式により求められる。

$$\cos \frac{\theta}{2} = \frac{\rho + r_1 + r_2 + \Delta_1 + \Delta_2}{r_0 + r_1 + r_2} \quad (4-22)$$

上式で  $r_0$  は (4-15) 式より (4-23) 式をみたす。

$$1 - \frac{V(r_0)}{E_c} - \frac{\rho^2}{r_0^2} = 0 \quad (4-23)$$

ここで  $v_\infty$  を質量  $m_1$  の粒子の衝突前の速度として,  $M = m_1 v_\infty$  とおき,  $E_c = \frac{1}{2} m_1 v_\infty^2$  としている。そこで,  $E = \frac{1}{2} m_1 v_\infty^2$  を質量  $m_1$  の粒子のエネルギーとすると,

$$E_c = \frac{E}{(1 + \frac{m_1}{m_2})} \quad (4-24)$$

となり, (4-23) 式から原子間ポテンシャル  $V(r)$  を与えればニュートン法により  $r_0$  が定まる。(4-22) 式中の  $\Delta_1$  と  $\Delta_2$  は補正係数で J. P. Biersack らによれば,<sup>9)</sup>

$$\begin{aligned} \Delta_1 + \Delta_2 &= A \frac{R_0 - B}{1 + G} \\ A &= 2 \alpha \epsilon B^\beta, \quad G = r \left[ (1 + A^2)^{\frac{1}{2}} - A \right]^{-1} \\ \alpha &= 1 + C_1 \epsilon^{-\frac{1}{2}}, \quad \beta = \frac{C_2 + \epsilon^{\frac{1}{2}}}{C_3 + \epsilon^{\frac{1}{2}}}, \quad r = \frac{C_4 + \epsilon}{C_5 + \epsilon} \\ R_0 &= \frac{r_0}{a_u} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_1 &= 0.6743, & C_2 &= 0.009611, & C_3 &= 0.005175, \\ C_4 &= 10.00, & C_5 &= 6.314 \end{aligned}$$

であり,  $\epsilon$  は換算エネルギー (reduced energy) で (4-5) 式で定義されるが, 本研究では遮蔽距離  $a$  として J. F. Ziegler らにより導入された (4-21) 式で表せる  $a_u$  を用いて (4-25) 式のように定める。

$$\epsilon = \frac{a_u E_c}{Z_1 Z_2 e^2} \quad (4-25)$$

曲率半径  $r_1$  及び  $r_2$  は中心力  $f_c (\equiv -V'(r))$  を用いて,

$$\begin{aligned} f_c &= m_1 \frac{v_1^2}{r_1} = m_2 \frac{v_2^2}{r_2} \quad \text{により,} \\ r_1 + r_2 &= 2 (E_c - V(r_0)) / (-V'(r_0)) \end{aligned} \quad (4-26)$$

となる。ここで,  $v_1, v_2$  とそれぞれ質量  $m_1, m_2$  の粒子の速度である。

以上により散乱角  $\theta$  は 4.3.4 節に示す方法で,  $\rho$  を乱数により与えることにより (4-22) 式

を用いて計算される。図4.2は、(4-25)式の $\varepsilon$ をパラメータとして(4-22)式により計算した $\theta$ の $\rho$ に対する依存性を図示したものである。点線は遮蔽クーロンポテンシャルにおける遮蔽関数 $\phi_{sc}$ を用いて計算したものであり、1点鎖線は原子間ポテンシャルとの遮蔽関数として(4-19)式のMolièreの遮蔽関数 $\phi_u(r)$ を用いて計算したもので、実線で表わすのは(4-20)式の、遮蔽関数 $\phi_u(r)$ を用いて計算したものである。

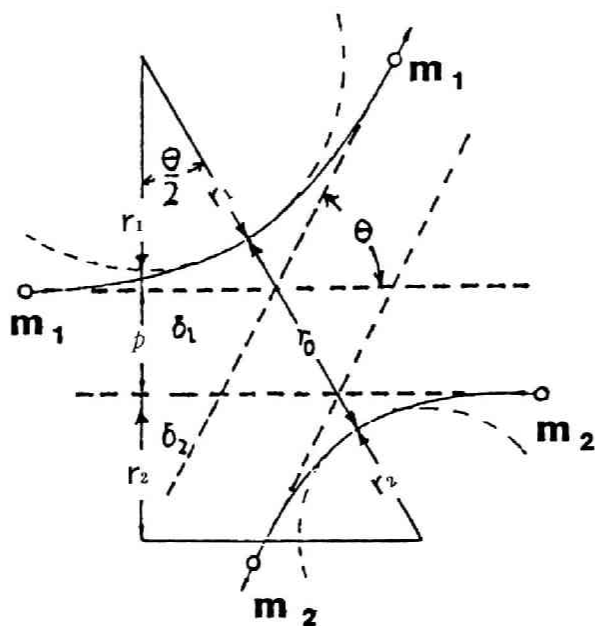


図4.1 質量 $m_1, m_2$ の2つの粒子の2体衝突をCM系で見た場合の散乱過程<sup>9)</sup>

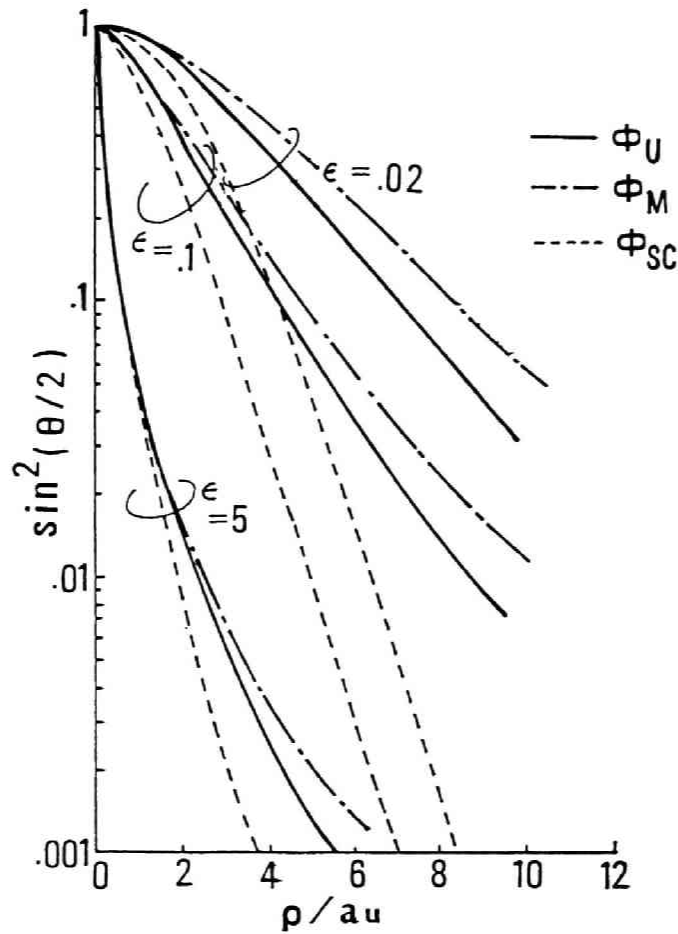


図4.2 散乱角  $\theta$  の衝突パラメータ  $\rho$  依存性。原子間ポテンシャルとして、Molière( $\phi_M$ ), Ziegler のユニバーサルV型 ( $\phi_U$ ), スクリーンラザフォード ( $\phi_{SC}$ ) の3種類の場合について比較している。

#### 4.3.2 エネルギー損失

固体中でのイオンの減速過程は入射イオンと標的原子の価電子との相互作用及びイオンと標的原子の原子核との相互作用の2つの作用を区別して考察することにより解析できる。前者の相互作用によるイオンのエネルギー損失を電子によるエネルギー損失 (electronic energy-loss:  $\Delta E_e$ ), 後者によるエネルギー損失を原子核によるエネルギー損失 (nuclear energy loss:  $\Delta E_n$ ) という。 $\Delta E_n$  についてはイオンと標的原子との弾性衝突によるエネルギーの移転を考えることになる。今質量  $m_1$  の入射イオンが質量  $m_2$  の標的原子と弾性衝突して散乱角 (C. M系)  $\theta$  で散乱されるとすると入射イオンから標的原子へ移転するエネルギー量  $T$  は  $\Delta E_n$  に等しく,  $\Delta E_n$  は (4-27) 式で表わせる。

$$\Delta E_n = \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} E \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (4-27)$$



ここで、 $E$  は入射イオンのエネルギーである。散乱角  $\theta$  は (4-22) 式を用いて計算される。この  $\theta$  は C. M 系でのもので L 系 (実験室系) での値  $\psi$  に変換するには (4-28) 式を用いる。

$$\tan \psi = \frac{\sin \theta}{(\cos \theta + \frac{m_1}{m_2})} \quad (4-28)$$

次に  $\Delta E_e$  については低エネルギー領域で適用される Lindhard-Scharff の式<sup>1)</sup> から計算される電子阻止能  $S_L$  と高エネルギー領域で適用される Bethe-Bloch の式から計算される電子阻止能  $S_B$  を用いて (4-29) 式のように求められる。<sup>2)</sup>

$$\Delta E_e = L \ln (S_L^{-1} + S_B^{-1})^{-1} \quad (4-29)$$

ここで  $n$  は原子密度であり、 $L$  はある弾性衝突から次の弾性衝突までにイオンが進む距離である。又、 $S_L$  と  $S_B$  はそれぞれ次式のように表わせる。

$$S_L = \frac{Z_1^{\frac{7}{2}} Z_2}{(Z_1^{\frac{2}{3}} + Z_2^{\frac{2}{3}})^2} (8 \pi e^2 a_0) \frac{v}{v_0} \quad (4-30)$$

$$S_B = \frac{8 \pi Z_1^2 e^4}{I_0 \epsilon_B} \ln (\epsilon_B + 1 + \frac{C}{\epsilon_B}) \quad (4-31)$$

ここで、 $v_0 = \frac{e^2}{h}$ 、 $v$  はイオンの速度であり、

$$\epsilon_B = 2 m_e v^2 / (Z_2 I_0)$$

$$I_0 = 12 + 7 Z_2^{-1} \quad (\text{eV}) \quad (Z_2 < 13)$$

又は、

$$= 9.76 + 58.8 Z_2^{-1.19} \quad (\text{eV}) \quad (Z_2 \geq 13)$$

であり、

$$C = 5 \quad (Z_2 \leq 3)$$

又は、

$$100 Z_1 / Z_2 \quad (Z_2 < 3)$$

<sup>13)</sup> である。 $m_e$  は電子の質量である。

#### 4.3.3 衝突間距離 (step length)

モンテカルロ・シミュレーションによりイオンの固体内散乱を解析するためには、標的原子との弾性衝突から次の弾性衝突との間に進む衝突間距離 $L$ を求めねばならない。 $L$ を決める方法として散乱断面積を用いて計算する方法、原子密度 $n$ を用いて $L = n^{-1/3}$ として計算する方法、入射イオンのエネルギーに依存した関数を定義する方法、等がある。これらの方法の中で、第1の方法は電子ビームの固体内散乱に用いられている方法でもある。イオンの場合、散乱断面積は電子の場合と異なり簡単な式では表わせず、実験データに合致するような近似関係で表示される。この近似関数を数値積分することにより $L$ を計算することになる。

モンテカルロ・シミュレーションでは多数回の繰り返し計算を必要とするので、このように数値積分を繰り返し実験することは計算上あまり効率的とは言えない。

次に第2の方法は $L$ として入射イオンのエネルギーに依存しない $n^{-1/3}$ という固定値を用いる方法である。しかし、入射エネルギーの比較的大きい領域では散乱角 $\theta$ が0とみなせるような衝突の起る確率が高くなることは、4.3.1節の古典力学的解析から導けるので、このような高エネルギー領域では低い領域でよりも $L$ が大きくなると考えられる。従って、すべてのエネルギー領域で $L$ を一定とする方法も第1の方法と同様計算の効率がよいとは言えない。

$L$ をエネルギーに依存した値をとるものとする第3の方法は第1及び第2の方法よりもモンテカルロ・シミュレーションを行なうためのより妥当な方法であると言える。本研究ではこの第3の方法を用いて $L$ を計算している。

散乱角 $\theta$ の衝突パラメータ $\rho$ 依存性を示した図4.2から分るように入射イオンのエネルギー $E$ が数keV以上では、 $\rho$ が極端に小さくない限り、 $\sin^2 \theta / 2 \ll 1$ となり、 $\theta \ll 1$ と考えてよいことになる。すると、(4-28)式より、

$$\tan \phi \approx \frac{\theta}{1 + \frac{m_1}{m_2}}$$

が得られる。

従って弾性衝突に際して移転するエネルギー $\Delta E_n$ は(4-27)式により、

$$\begin{aligned} r &= \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2}, \quad \text{とおくと,} \\ \Delta E_n &= r E \sin^2 \frac{\theta}{2} \\ &\approx r E \frac{\theta^2}{4} = \frac{1}{4} \left( 1 + \frac{m_1}{m_2} \right)^2 \cdot r E \tan^2 \phi \end{aligned} \quad (4-32)$$

となる。一方原子核阻止能 (nuclear stopping power)  $S_n(E)$  は次のように定義される。<sup>5)</sup>

$$S_n(E) = n^{-1} \frac{dE}{dR} \quad (4-33)$$

ここで  $R$  は入射イオンの進む距離である。(4-25) 式の換算エネルギー  $\epsilon$  を用いると

$$\begin{aligned} S_n(\epsilon) &= \frac{\epsilon}{\pi a_u^2 \gamma E} S_n(E) \\ &= \frac{(\frac{\epsilon}{E})}{\pi a_u^2 \gamma n} \frac{dE}{dR} \end{aligned} \quad (4-34)$$

$$(4-34) \text{ 式で } \frac{dE}{dR} = \frac{\Delta E n}{L} \quad \text{とおくと}$$

$$L = \frac{(1 + \frac{m_1}{m_2})^2}{4\pi a_u^2 n} \frac{\epsilon}{S_n(\epsilon)} \tan^2 \psi \quad (4-35)$$

が得られる。比較的高エネルギー領域でのイオンの平均的散乱角（実験室系） $\psi$  を  $5^\circ$  と仮定すると  $\tan^2 5^\circ \approx 0.0077$  となり、 $S_n(\epsilon)$  として、J. F. Ziegler らによるユニバーサル型の原子核阻止能<sup>6)</sup> を用いて、

$$\begin{aligned} S_n(\epsilon) &= 0.5 \ln(1 + 1.2097 \epsilon) / (\epsilon + a_1 \epsilon^{b_1} + a_2 \epsilon^{b_2}) \\ &\quad (\epsilon < 30) \\ &= \ln(\epsilon) / 2 \epsilon \quad (\epsilon > 30) \end{aligned} \quad (4-36)$$

$$\text{ここで, } a_1 = 0.0065018, \quad a_2 = 0.24226$$

$$b_1 = 0.15434, \quad b_2 = 0.5$$

とすると (4-35) 式によりエネルギー依存型の  $L$  を計算することができる。

#### 4.3.4 イオンの固体中での飛跡

前説までに述べたように散乱角  $\theta$ , 衝突間距離  $L$ , 及びエネルギー損失量が求まるとイオンの固体中での散乱過程がシミュレートできる。 $\theta$  と  $L$  の決定には衝突パラメータ  $\rho$  を乱数により与えねばならない。全散乱断面積を  $\sigma$ , 平均自由行程を  $\Lambda$ , 衝突パラメータの最大値を  $\rho_{\max}$  とすると,

$$\sigma = \pi \rho_{\max}^2 = \frac{1}{n \Lambda} \quad \text{となる。}$$

$$\Lambda = n^{-1/3} \text{ とすると, } \rho_{\max} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} n^{-1/3}$$

だから,  $\xi$  を 0 と 1 の間の一様乱数として,

$$\frac{\pi \rho^2}{\pi \rho_{MAX}^2} = \xi \quad (4-37)$$

より、 $\rho$ を求める。このようにして定められる $\rho$ は入射イオンが標的原子と衝突する際の衝突パラメータが満たすべき確率分布に従っていることが示される。<sup>9)</sup>

図4.3は、100keVの入射エネルギーのB（ボロン）のSi基板中での散乱飛跡をモンテカルロ・シミュレーションにより求めたものである。又、図4.4は100keVの入射エネルギーのP（リン）、Ga（ガリウム）、及びSb（アンチモン）のSi基板中での散乱飛跡のモンテカルロ・シミュレーション結果である。入射イオンのSi中での広がりがイオンの原子量が小さいほど大きくなる様子が分かる。なおこれらのイオンのSi基板中での平均的投影距離 $R_p$ 及びその標準偏差 $\Delta R_p$ をまとめて表4.1に示す。

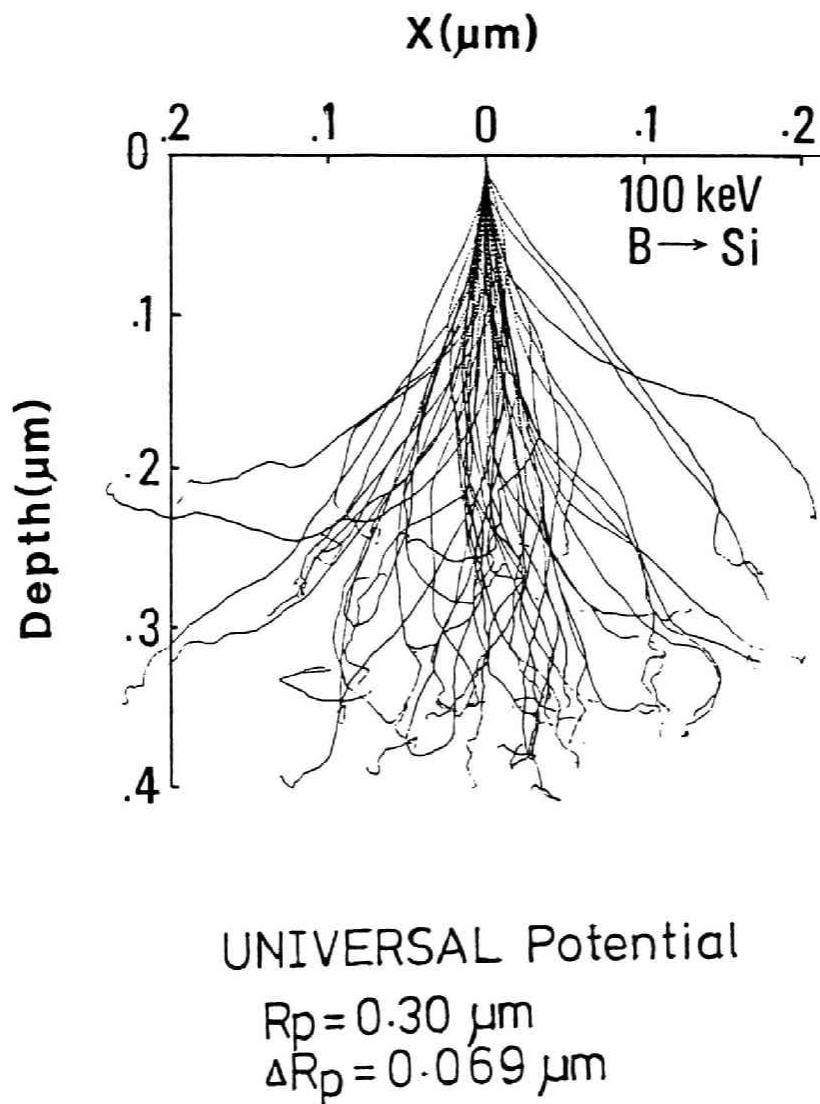


図4.3 BイオンのSi基板中での散乱飛跡。原子間ポテンシャルとしてZieglerのユニバーサル型のものを用いた。

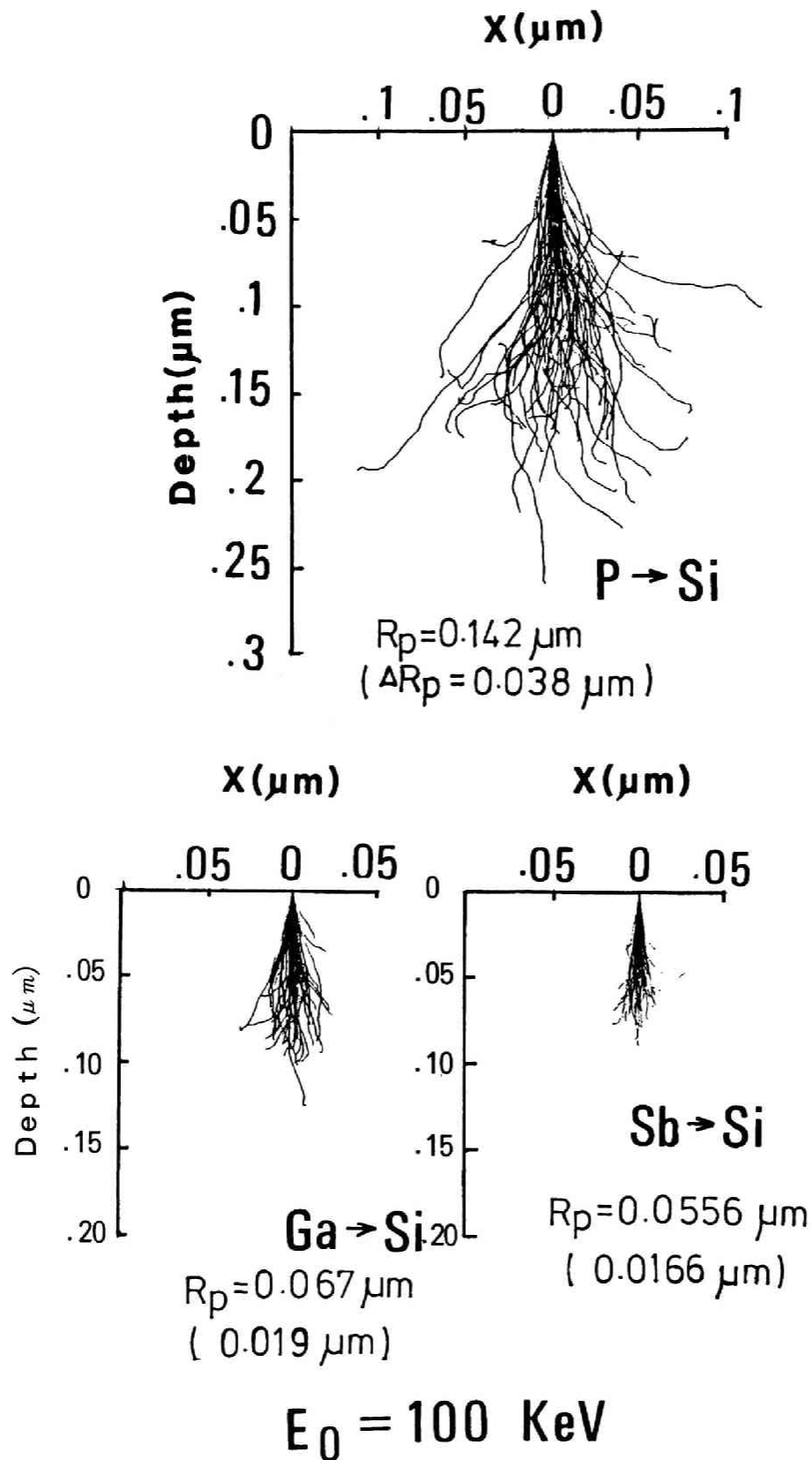


図 4. 4 P, Ga, 及び Sb イオンの Si 基板中での散乱飛跡。原子間ポテンシャルとして Ziegler のユニバーサル型のものを用いた。

イオンと標的原子との弾性衝突の過程で標的原子が転移したエネルギーによりたたき出される (knock-on) 場合、この原子を反跳原子 (recoil atoms) と呼ぶが、この反跳原子は第 5 章で述べるレジスト・露光や基板に対する照射損傷に関して重要な役割を果たす。反跳原子の発生シミュレーションは、転移エネルギー  $\Delta E_n$  がある一定値  $E_d$  を越えた場合に反跳原子の散乱過程の追跡を開始する手法をとっている。 $E_d$  としては、1 keV 以下のエネルギーをもつ原子の固体中での飛跡は数 Å 程度以下であるので、それらの原子の影響は少ないこと及び計算時間を短縮することを考慮して、5 keV に設定した。

表 4-1 100keV の B, P, Ga, 及び Sb の Si 基板中での  $R_p$  と  $\Delta R_p$

incident ion	$R_p(\mu\text{m})$	$\Delta R_p(\mu\text{m})$
<b>B</b>	<b>0.300</b>	<b>0.069</b>
<b>P</b>	<b>0.142</b>	<b>0.038</b>
<b>Ga</b>	<b>0.067</b>	<b>0.019</b>
<b>Sb</b>	<b>0.056</b>	<b>0.017</b>

#### 4.4 まとめ

本章ではイオンの固体内散乱に関する基礎的研究の結果について述べた。本研究では、J. P. Biersackらの解析的手法により散乱角を決定し、入射エネルギーに依存した衝突間距離を用いて固体内散乱を解析した。原子間ポテンシャルとして1983年に J. F. Zieglerらが発表したものを用いた。その結果Be（ベリリウム）等の比較的軽いイオンからSb（アンチモン）等の比較的重いイオンに至るまでの様々なイオン種の固体内散乱がモンテカルロ・シミュレーションにより解析可能なことを確認した。

液体金属イオン源の登場でイオン源の輝度が電子ビームと同じ程度となり、 $0.1\ \mu\text{m}$ 程度のビーム径に絞って試料に照射する集束イオンビーム加工技術が注目されているが、イオンビームの工業的応用範囲は今後ますます広がる。この意味でイオンビームの固体内散乱の定量的解析の重要性は増す。従って、より一層シミュレーション法的高速化、高精度化が必要となる。

## 参 考 文 献

- 1) J. Lindhard and M. Scharff, Energy Dissipation by Ions in the keV Region, *Phys. Rev.*, 124, 128 (1961).
- 2) J. P. Biersack, D. Fink, Implantation of boron and lithium in semiconductors and metals, (ed. S. Namba; Plenum Press, N.Y.), 211 (1974).
- 3) D. K. Brice, Ion Implantation Range and Energy Deposition Distributions, Plenum, New York, (1974).
- 4) S. Kalbitzer and H. Oetzman, Ranges and Range theories, *Rad. Eff.*, 47, 57 (1980).
- 5) W. D. Wilson and L. G. Haggmark, J. P. Biersack, Calculations of nuclear stopping, ranges, and straggling in the low-energy region, *phys. Rev.*, B15, 2458 (1977).
- 6) J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark, Empirical stopping powers for Ions in Solids, *Proc. Int'l Ion Engineering, Congress-ISIAT '83 & IPAT '83, Kyoto*, 1861 (1983).
- 7) J. F. Gibbons, W. S. Johnson, and S. W. Mylroie, Projected Range Statistics (Dowden, Hutchinson, and Ross, stroudsburg, Pa., 1975).
- 8) M. T. Robinson and I. M. Torrens, Computer simulation of atomic-displacement cascades in solids the binary-collision approximation, *Phys. Rev.*, B9, 5008 (1974).
- 9) J. P. Biersack and L. G. Haggmark, A Monte Carlo program for the transport of energetic ions in amorphous targets, *Nucl. Instr. and Meth.*, 174, 257 (1980).
- 10) I. Adesida, and L. Karapiperis, Monte Carlo Simulation of Ion Beam Penetration in Solids, *Rad. Eff.*, 61, 223 (1982).
- 11) W. Ecstein, J. P. Biersack, Sputtering Investigations with the Monte Carlo Program TRIM SP, *Nucl. Instr. and Met.*, B2, 550 (1984).
- 12) B. P. Nigam, M. K. Sundaresan, and T. Y. Wu, Theory of Multiple Scattering : Second Born Apploximation and Corrections to Molier's Work, *Phys. Rev.*, 115, 491 (1959).
- 13) W. H. Barkas and M. J. Berger, Studies in penetration of charged particles in matter, NAS-MRC Publication 1133, Nuclear Science Series Report 39, 103 (1964) ;  
R. M. Sternheimer, *Phys. Rev.*, 145, 247 (1966).









## 第 5 章

イオンビームの微細加工への応用に関する研究



## 5.1 はじめに

液体金属イオン源が登場して、高輝度イオンビームを得ることが可能となった。イオンを $0.1\ \mu\text{m}$ 程度のビーム径に絞って試料に照射しさまざまな加工を加える技術は集束イオンビーム加工技術と呼ばれ将来の発展が望まれる新しい技術である。従来、イオンビームが半導体製造の分野に応用されてきたのはイオン注入技術やイオンビームエッチング技術等に見られるようにイオンビームをシャワーとして試料上に照射する方法である。従ってイオンを、照射すべき領域にのみ入射するようにするためには、非照射領域にマスクパターンを形成しておく必要がある。通常このマスクパターンとしてレジストパターンが用いられる。レジスト上にパターンを形成するにはリソグラフィ技術を用いることになり、フォトリソグラフィ技術を用いる場合はフォトマスクを制作する必要がある。

しかし、集束イオンビームを用いる場合には、マスクパターンは不要となり、製造プロセスが大幅に簡略化されることになる。最近、GaやBe、Si等のイオンを放出する液体金属イオン源が登場して、電子ビームの場合に匹敵する輝度をもつビームが得られるようになり、ビーム径も $0.1\ \mu\text{m}$ 程度のものが得られるようになった。イオンビームの場合電子ビームに比べ偏向系に負荷が大きくなり、高速走査に関しては技術的課題が残されている。また、ビームの偏向領域が $1\ \text{mm}$ 程度が限界であることは実用化に対する障害となる。従って集束イオンビーム技術を工業的に広く応用するためには今後これらの課題を解決する必要がある。現在集束イオンビームを応用しうる分野として、フォトマスクやX線マスクのパターン欠陥の修正が上げられる。マスクパターンの欠陥にはパターンの一部の欠除と透明領域でのマスク材の残存の2種類がある。これらの2種類の欠陥を修復するために、前者のパターンの欠け欠陥に対してはイオンビームデポジションと呼ばれる方法を用いてタングステンやカーボン等の薄膜を欠陥部分に成膜することにより修復する。後者の残存欠陥に対してはイオンビームを照射してスパッタリングにより欠陥を除去する。このような集束イオンビームを用いた欠陥修復技術は工業的に実用化に近い技術である。デバイス技術への応用として精力的に研究が進められているのがPMMA等のレジストへの照射特性の解析である。レジストへイオンを照射してパターンを形成する技術では、特にGaAsデバイスのサブミクロンゲートパターン形成への応用を目的とした研究が進んでいる。イオンビームは電子ビームと比べると固体中での広がりが少なく後方散乱効果による近接効果がないことから $0.1\sim 0.2\ \mu\text{m}$ 程度の微細パターンの形成が容易なことが特長である。さらに固体中での広がりが少ないことにより照射領域からのエネルギーの分散が電子ビームの場合より少なく、レジストを感光するために要する最小の照射量がより少なくなることも大きな特長となっている。

このように集束イオンビームによるレジスト露光技術はリソグラフィ技術として電子ビーム露光技術と並んで重要な微細加工技術となるものである。

その他に集束イオンビームを応用した技術として量子井戸レーザのような量子効果デバイス用の導波路形成技術が上げられる。これはGa等のイオンビームをGaAs系の結晶基板に照射して結晶構造を壊し光の屈折率を低くすることにより導波路パターンを形成するものである。<sup>1)</sup>

このように極めて応用範囲の広いイオンビーム技術であるが、前章でのべたシミュレーションによって固体中でのイオン注入の解析は特に半導体工業へのイオン注入技術の応用という見地から重要となっている。<sup>2), 3), 4)</sup>

本章ではモンテカルロ・シミュレーションによるイオン注入の解析、イオンビームによるレジスト露光の解析、及びイオンビームの照射損傷の解析等イオンビームを微細加工技術として実用化するために必要な事項について検討を加えた結果について述べる。

## 5.2 半導体基板へのイオン注入プロセスの解析

図5.1は100 keVのエネルギーのBイオンをSi基板に注入した場合のSi中でのBの濃度分布を示したものである。Bの濃度は相対値である。実線で示すのはW. K. Hofker<sup>5)</sup>らの実験結果である。ヒストグラムはモンテカルロ・シミュレーションの結果であり、実験結果とよく一致している。なお計算では100 keVのBイオンのSi基板中での平均的投影距離(Rp)を $0.315\mu\text{m}$ としている。<sup>5)</sup>

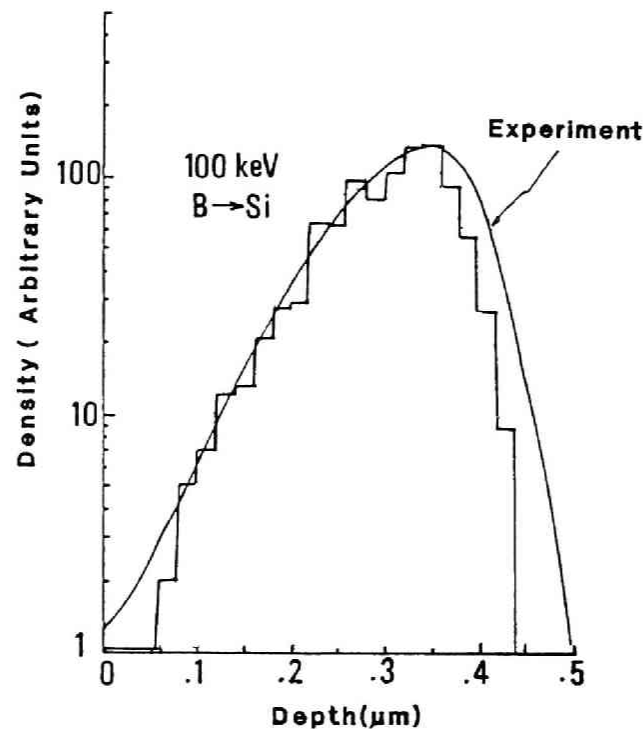


図5.1 100 keV BイオンのSi基板中での濃度分布、実験はW. K. Hofker<sup>5)</sup>らのものである。シミュレーション結果とよく一致している。

図 5. 2 は 400keV のエネルギーの Si イオンを GaAs 基板に注入した場合の Si の GaAs 中での規格化濃度分布を示している。図中白丸で示すのは D. H. Lee<sup>6)</sup> の実験結果である。ヒストグラムはモンテカルロシミュレーション結果である。両者を比較すると、GaAs 中で深さが約 0.15  $\mu\text{m}$  より浅い領域と約 0.6  $\mu\text{m}$  より深い領域では計算結果の方がやや濃度が低くなっているが、その他の領域では両者はよく一致している。なお計算では GaAs 中での Si イオンの飛程を 0.360  $\mu\text{m}$  としている。<sup>6)</sup>

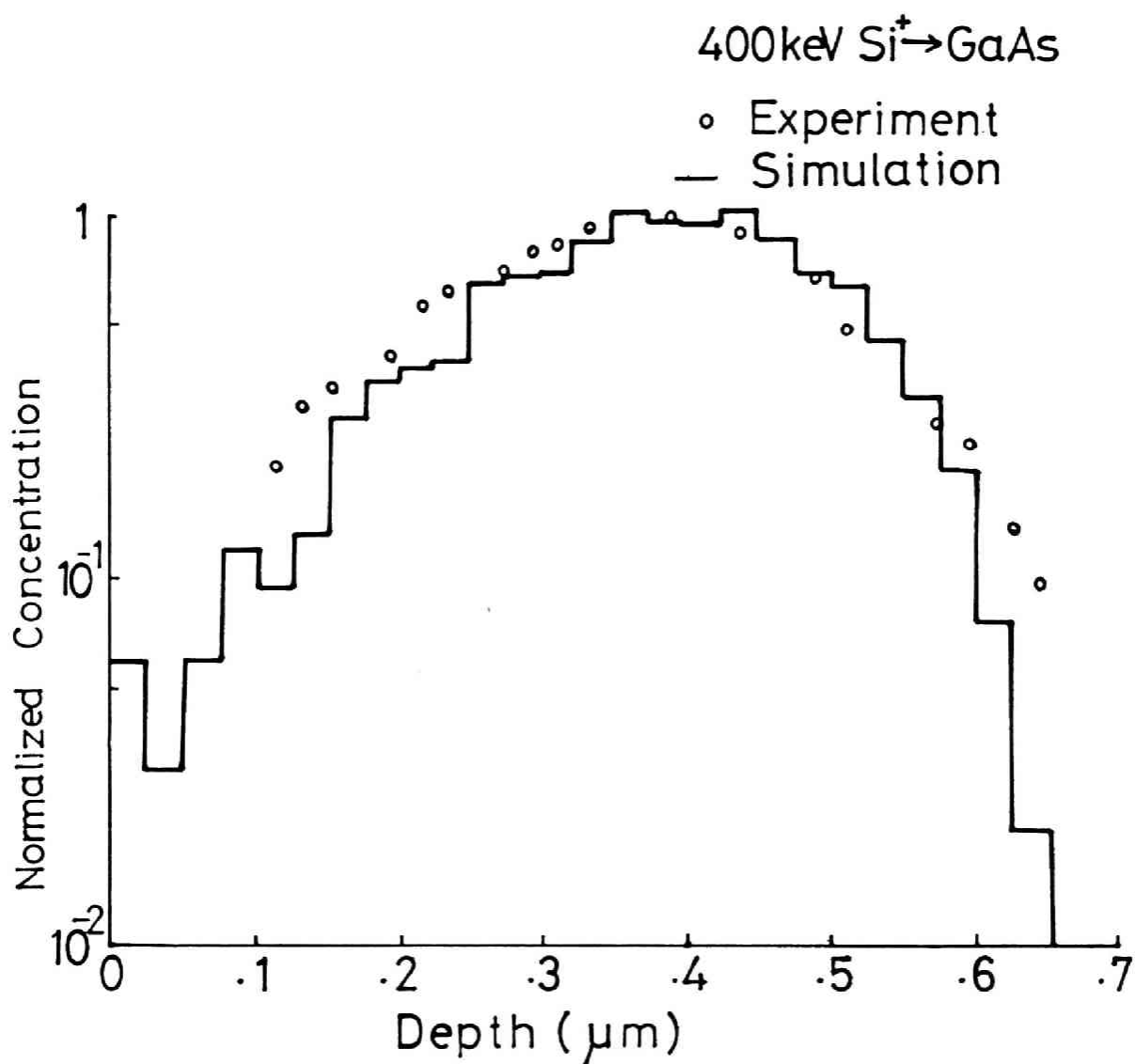


図 5. 2 400 keV Si の GaAs 中での濃度分布のモンテカルロ・シミュレーションと実験結果<sup>6)</sup>との比較



図5.3はSi<sup>+</sup>イオンのGaAs基板中でのR<sub>p</sub>とその標準偏差ΔR<sub>p</sub>の加速エネルギー依存性を示している。白ぬき記号はR<sub>p</sub>を表わし、黒色記号はΔR<sub>p</sub>を表わしている。菱形は<sup>6)</sup>D. H. Leeらの実験結果であり、丸印はモンテカルロ・シミュレーション結果である。なお実線は、<sup>7)</sup>J. F. GibbonsらがLSS理論にもとづいて計算した結果を示している。モンテカルロシミュレーション結果はLSS理論よりも実験結果によく一致することが分かる。LSS理論では特にSi<sup>+</sup>イオンの入射エネルギーが100keV以下の比較的低エネルギー領域と500keV以上の比較的高いエネルギー領域において実験結果よりR<sub>p</sub>の値が小さくなっている。

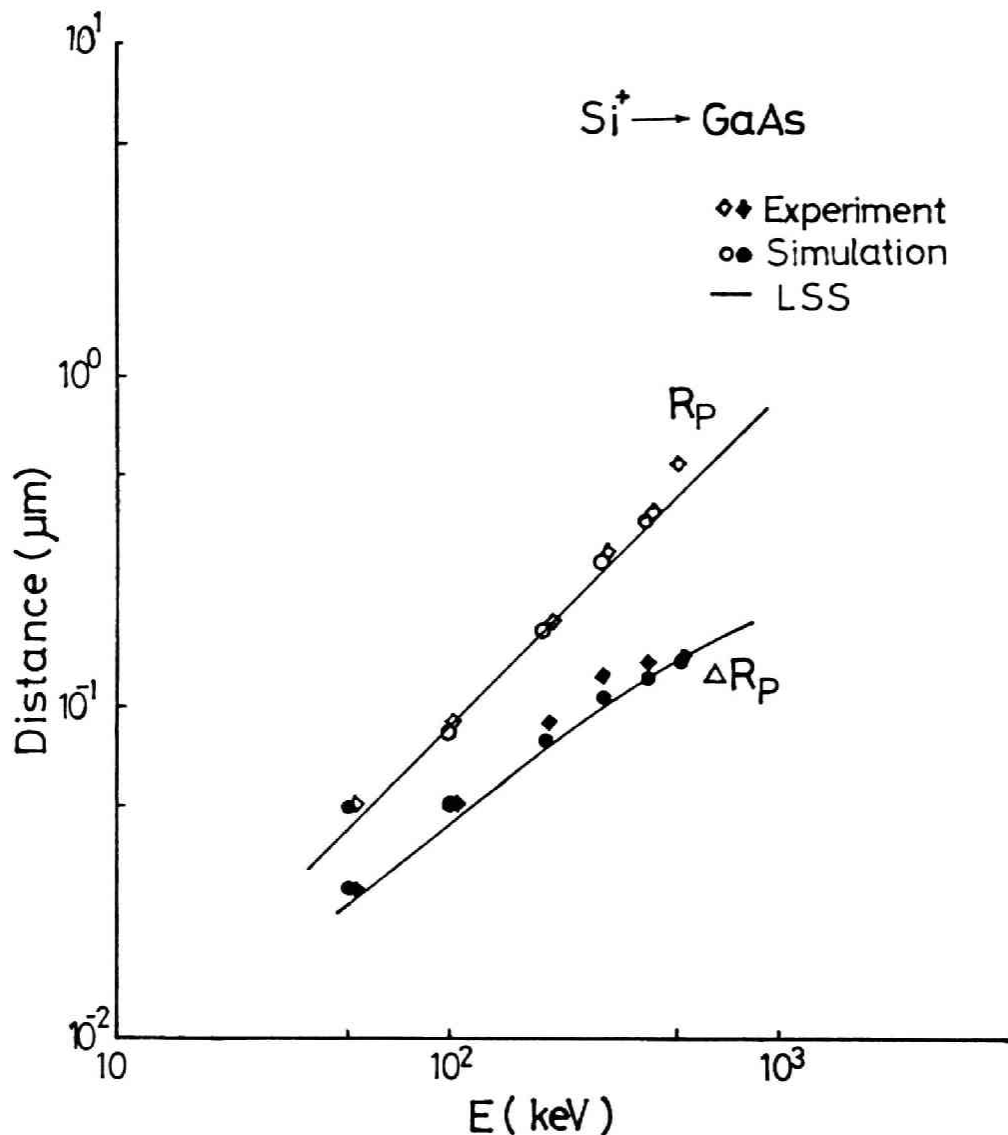


図5.3 Si<sup>+</sup>のGaAs中での平均的投影距離R<sub>p</sub>とその標準偏差ΔR<sub>p</sub>のモンテカルロ・シミュレーションと<sup>7)</sup>LSS理論<sup>6)</sup>及び実験結果との比較 シミュレーション結果がLSS理論のものより実験結果とよく一致している。

### 5.3 イオンビームによるレジスト露光

#### 5.3.1 プロトンビームによるレジスト露光

イオンビームは電子ビームと異なり固体中での後方散乱効果が極めて少ないという特長を持つ。一方、イオンビームは電子ビームより固体中での飛程が短く、固体中に放出されるエネルギーの密度が大きくなる。<sup>8), 9)</sup> これらの特長をもつイオンビームをレジストに照射してパターン形成を行なうレジスト露光技術が微細加工技術として最近注目を集めている。<sup>10)</sup> イオンビームをレジストに照射した場合、イオンビームのもつ上記の特長により近接効果によるパターン変形がないので微細なパターンの形成が容易になる。例えば  $0.1 \mu\text{m}$  のビーム径をもつイオンビームでレジスト上に  $0.1 \mu\text{m}$  の線幅をもつパターンを形成することは容易であるが、電子ビームの場合は通常ビーム径の2～3倍の線幅のパターンになってしまう。従ってイオンビームは微細パターンの形成に適した手段といえる。さらに、レジスト中でのエネルギー密度が大きいことはレジストに与える照射量が電子ビームより少なくすむことになり、これは露光プロセスに要する時間が短縮されることを意味する。<sup>11)</sup>

そこでこのような特長を有するイオンビームのうちで、まずプロトンビームのレジスト露光に関するモンテカルロ・シミュレーションについて述べる。

前章で述べたように、イオンの固体内散乱の場合、入射イオンによる標的原子のたたき出し(knock-on)が起きる。このようにしてたたき出された原子は反跳原子と呼ばれることは前述のとおりであるが、この反跳原子のレジスト中でのエネルギー強度への寄与は後述のように入射イオンの原子量が大きくなるほど強くなる。プロトン照射の場合は殆んど反跳原子の影響は見られなかった。

図5.4はプロトンの様々な構造の試料中での散乱飛跡をモンテカルロ法によりシミュレートした結果を示す。入射エネルギーは60keVである。60keVのエネルギーで入射したプロトンのPMMA中でのRpをこの計算では約  $0.650 \mu\text{m}$  としている。<sup>8)</sup> 基板がAuやSiの場合にもこれらの基板からレジスト中への後方散乱が見られないことは電子の固体内散乱の場合と対照的である。

図5.5はSi基板上に塗布されたPMMA(膜厚  $0.4 \mu\text{m}$ ) に対してプロトン及び電子が照射された場合のPMMA中でのエネルギー強度分布を比較して示したものである。(1)は60keVのプロトン、(2)は60keVの電子、(3)は20keVの電子の場合をそれぞれ示している。これらの結果はビーム径が  $0.1 \mu\text{m}$  のそれぞれのビームを線走査した場合のもので、図中  $e_0$  を単位として表わされているエネルギー強度  $(\frac{\text{keV}}{\text{cm}} \cdot \frac{\text{cm}}{\text{C}} = \text{keV} / \text{C cm})$  は単位照射量  $(1 \frac{\text{C}}{\text{cm}})$  当りのものである。ビーム照射部近傍におけるエネルギー強度は、60keVのプロトンの場合、 $2.80 \times 10^{25} (\text{keV} / \text{C cm})$  であり、60keV電子の場合、 $1.05 \times 10^{23} (\text{keV} / \text{C cm})$ 、20keV電子の場合、 $2.72 \times 10^{23} (\text{keV} / \text{C cm})$  となっており、プロトンの場合が最も大きく、つづいて20keVの電子の場合である。しかも、プ

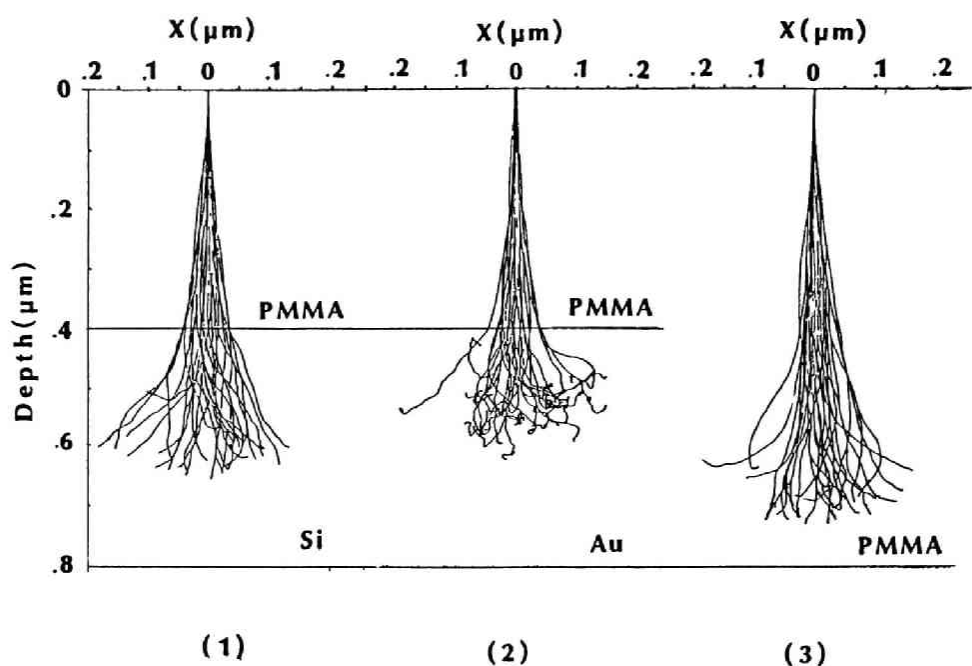


図 5. 4 60keV のプロトンビームの PMMA 中での散乱飛跡。(1)(2)は PMMA の膜厚が  $0.4\mu\text{m}$  で基板はそれぞれ Si と Au である。後方散乱現象が殆ど見られないことが分かる。

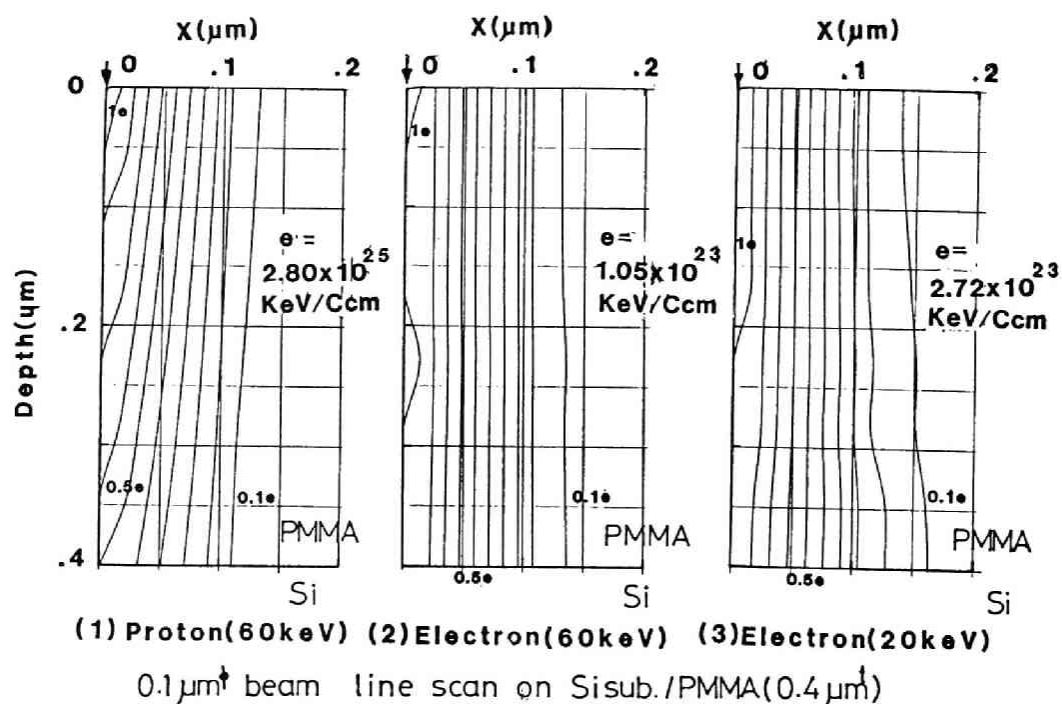


図 5. 5 プロトンビーム及び電子ビーム (ビーム径  $0.1\mu\text{m}$ ) を Si 基板上に塗布された PMMA (膜厚  $0.4\mu\text{m}$ ) に照射した場合の PMMA 中でのエネルギー強度分布。

ロトンの方が電子の場合より2桁、エネルギー強度が大きい。通常の電子ビーム露光では加速電圧は20 kV程度のものが用いられるが、この電子ビームの代りに60 kVの加速電圧によるプロトンビーム露光を用いるとレジストに対する照射量が2桁程度少なくてすむことになる。次にエネルギーの分散について検討する。図中0.4 eで示す等エネルギー曲線を見るとレジスト底部では照射中心から(1)では $0.05\mu\text{m}$ 、(2)では $0.08\mu\text{m}$ 、(3)では $0.09\mu\text{m}$ だけ離れた場合に位置している。このことはプロトンの場合が、電子の場合よりエネルギーの分散が少ないことを意味する。従って微細パターンの形成には電子よりプロトンの方が適していることが分かる。

図5.6は100keVのエネルギーのプロトンビームをSi及びAu基板上に塗布した膜厚 $0.6\mu\text{m}$ のPMMA上に照射した場合の現像プロセスをシミュレートしたものである。現像レートの方程式としては(3-3)式を用いている。図中Tで示すのは現像時間で10秒を表わしている。図から分かるように基板の種類によらず現像プロセスが同じように進行する。これは、プロトンの基板からの後方散乱がないことに起因しており、電子ビーム露光の場合と著しい対照をなす。

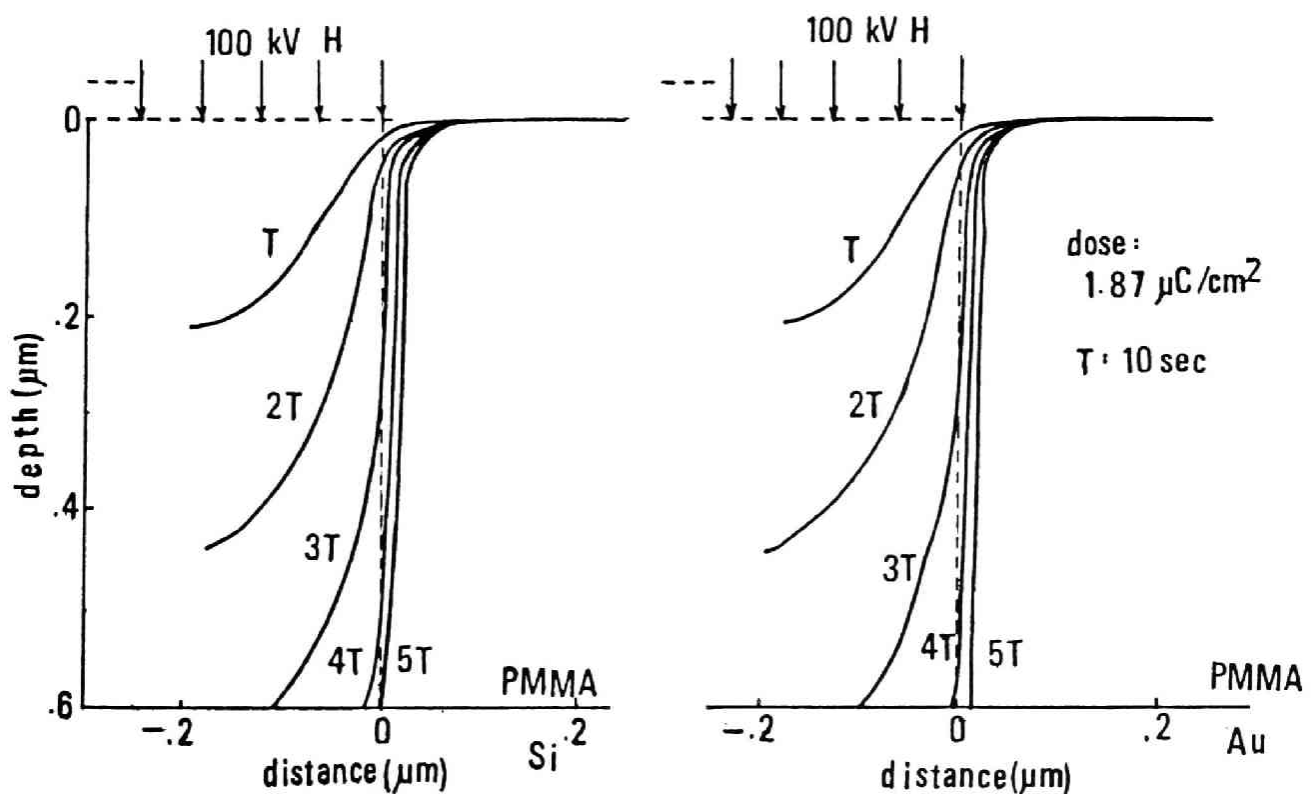


図5.6 100keVの入射エネルギーのプロトンビームをPMMAに照射した場合にPMMA中に形成されるパターンの現像シミュレーション。Tは現像時間で10秒である。

図 5. 7 は図 5. 6 と同じ試料に 20keV のエネルギーの電子ビームを照射した場合のレジストの現像プロセスを図 5. 6 と同じ条件でシミュレートしたものである。図から分かるように基板が Au の場合の方が基板が Si の場合より現像が速く進む。これは前者の方がレジスト中でのエネルギー強度が強いので後方散乱効果が Si より Au の方が強くなることに起因している。従ってプロトンの場合は電子の場合よりも基板からの後方散乱効果が少なく、近接効果によるパターンの歪みが生じないので、微細パターン形成に適していることが結論できる。

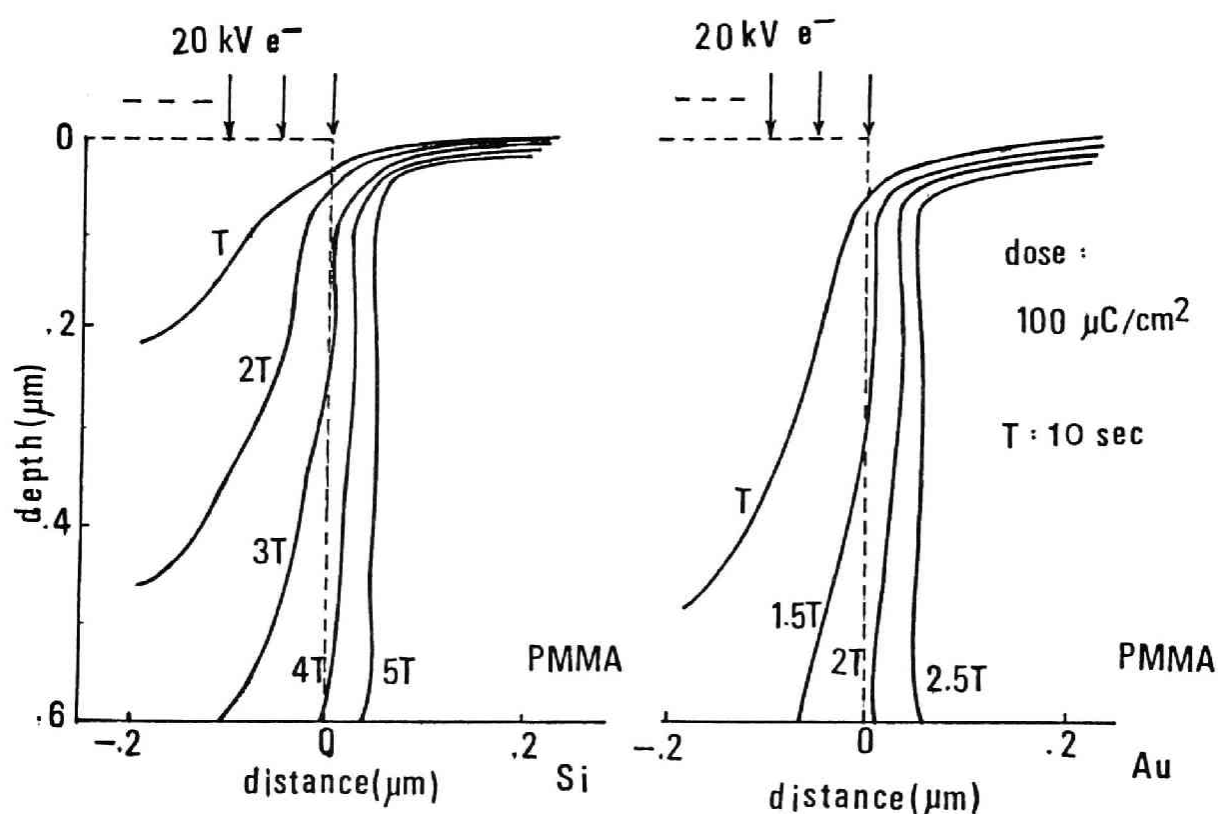


図 5. 7 20keV の入射エネルギーのプロトンビームを PMMA に照射した場合に PMMA 中に形成されるパターンの現像シミュレーション。T は現像時間で 10 秒である。

### 5.3.2 Be及びSi集束イオンビームによるレジスト露光

図5.8(1),(2)はそれぞれBeイオンとSiイオンのPMMA中での散乱飛跡を示す。入射エネルギーはともに200 keVである。赤色で示す飛跡は入射イオンの飛跡であり、青色で示す飛跡は反跳原子によるものである。

Beイオンの場合よりSiイオンの場合の方が反跳原子の発生率が高くなっている。なお、200keV Be及びSiイオンのPMMA中での $R_p$ 及び $\Delta R_p$ はBeの場合 $R_p = 1.05 \mu m$ ,  $\Delta R_p = 0.078 \mu m$ となり、Siの場合 $R_p = 0.55 \mu m$ ,  $\Delta R_p = 0.063 \mu m$ となった。

イオンビームを用いてレジスト露光を行なう場合にパターンの線幅が $0.1 \mu m$ 程度のレベルになると、反跳原子の影響が無視できなくなる。<sup>1,2)</sup>反跳原子の影響は入射イオンの原子量が大いほど強くなるが、図5.9(1),(2)は入射イオンがBeとSiの場合についてレジスト(PMMA)中に放出されるエネルギーに対する反跳原子からの寄与をそれぞれ評価したものである。図中実線で示す分布は、入射イオン及び反跳原子からレジスト中に放出されるエネルギーの強度の和を表わしており、点線は入射イオンのみのエネルギー強度分布である。なお、入射イオンのエネルギーは200 keVであり、レジスト上の一点に照射されるものとしている。図5.9(1)はBeイオンの場合のエネルギー分布であり、レジスト中での深さが $0.2 \mu m$ 及び $0.8 \mu m$ の所でのエネルギー強度の分布である。図から分かるようにレジストの表面から深いところでは反跳原子のエネルギー強度への寄与は殆どない。又、 $0.2 \mu m$ の深さの所でも入射点から $0.05 \mu m$ 以上の領域でわずかに反跳原子の影響が見られる程度である。図5.9(2)はSiイオンの場合のエネルギー強度分布である。この分布はレジストの深さが $0.1 \mu m$ 及び $0.4 \mu m$ の所でのものである。図から明らかなように、反跳原子のエネルギー強度への寄与はBeの場合よりかなり大きいことが分かる。又、その影響はレジスト中の浅い所ほど強くなっている。しかし、エネルギー強度については反跳原子からの寄与は入射イオンからの寄与より1桁程度以上小さいことが分かる。従って、BeイオンやSiイオン等の軽イオンの場合、反跳原子によるレジスト中でのエネルギー分布への影響はかなり小さいと言える。

図5.10は200keVのBe及びSiの集束イオンビーム(ビーム径 $0.1 \mu m$ )を用いてPMMAに線露光を行なった場合の単位照射量( $1 C/cm^2$ )当たりのエネルギー強度分布である。図中eで示すのはSiイオンの場合が $8.33 \times 10^{25} keV/Ccm$ のエネルギー強度を示し、Beイオンの場合 $8.07 \times 10^{25} keV/Ccm$ のエネルギー強度を示す。この場合反跳原子の影響は1桁以上小さくこれを無視することが可能なことが分かった。

図5.11は $0.1 \mu m$ のビーム径の200keVのSi集束イオンビームを用いて、 $0.2 \mu m$ 及び $0.3 \mu m$ の線幅のパターンが線幅と同じ間隔をおいて並んだパターン(ラインアンドスペースパターン)PMMA上に露光した場合の現像プロセスをシミュレートしたものである。現像はMIBK:IPA = 1:3の混合液を用いるものとしている。現像レートの方程式は(3-3)式を用いてい



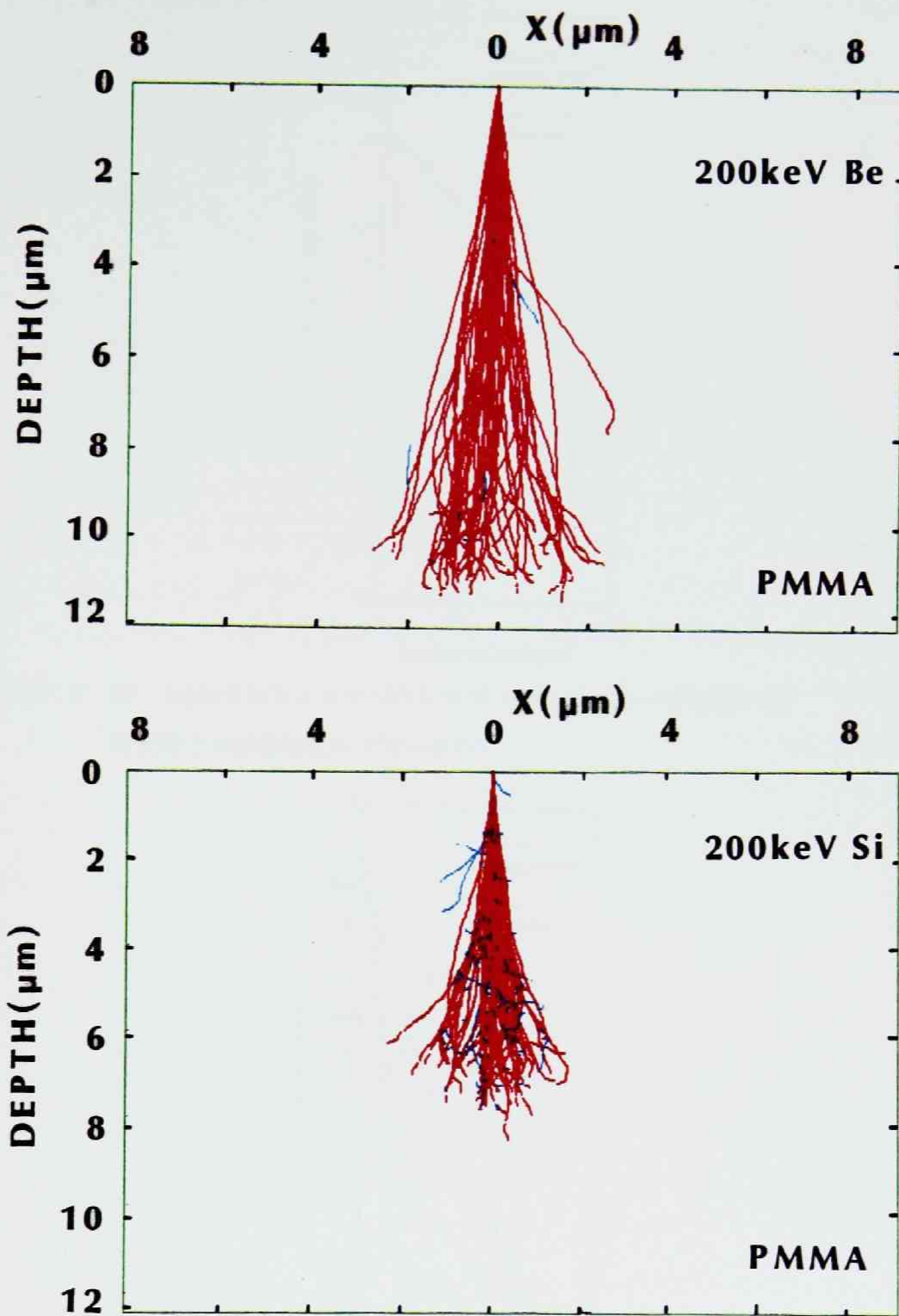


図 5. 8 200keV の Be 及び Si イオンの PMMA 中での散乱飛跡。赤色の飛跡：入射イオンの飛跡，青色の飛跡：反跳原子の飛跡。Be よりも Si の場合の方が反跳原子の発生率が高くなることが分かる。





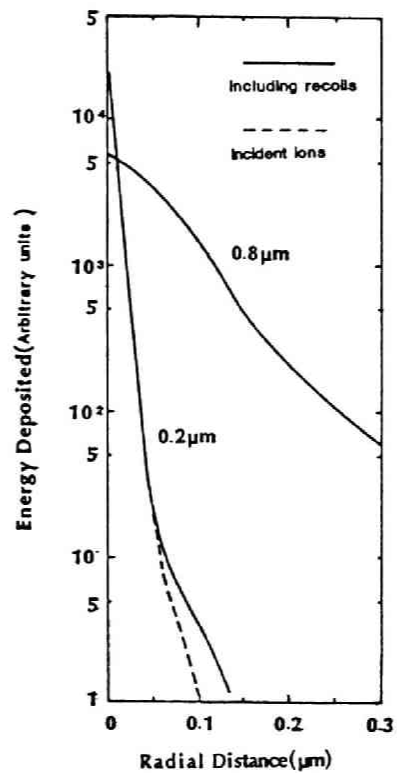


図 5.9 (1) 200keV の B e イオンの P M M A 中でのエネルギー強度分布。  
反跳原子の影響は殆んど見られない。

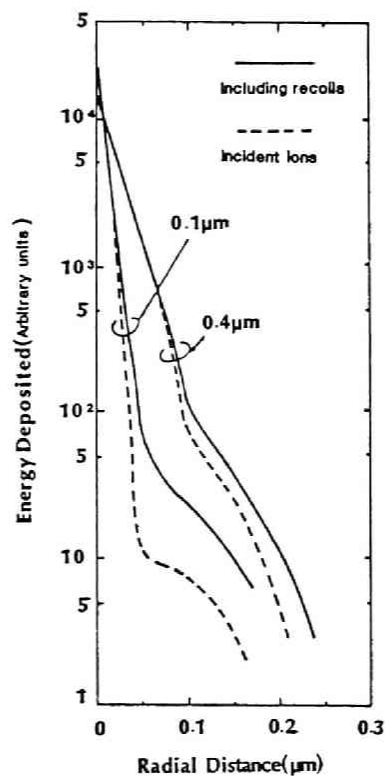


図 5.9 (2) 200keV の S i イオンの P M M A 中でのエネルギー強度分布。  
反跳原子の影響が B e の場合よりも顕著となる。

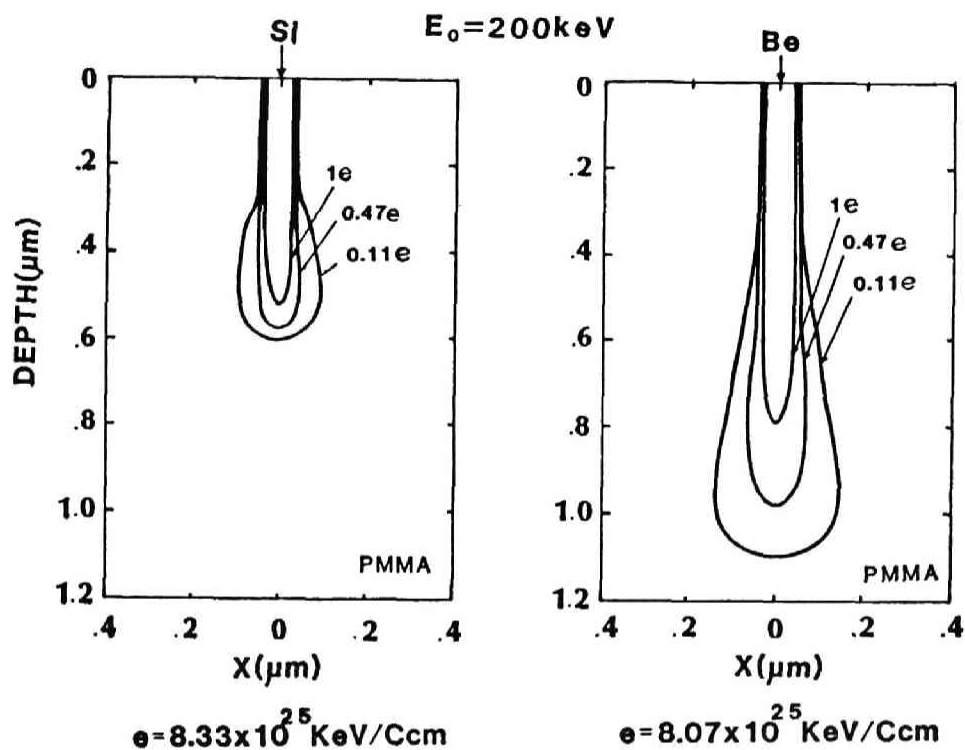
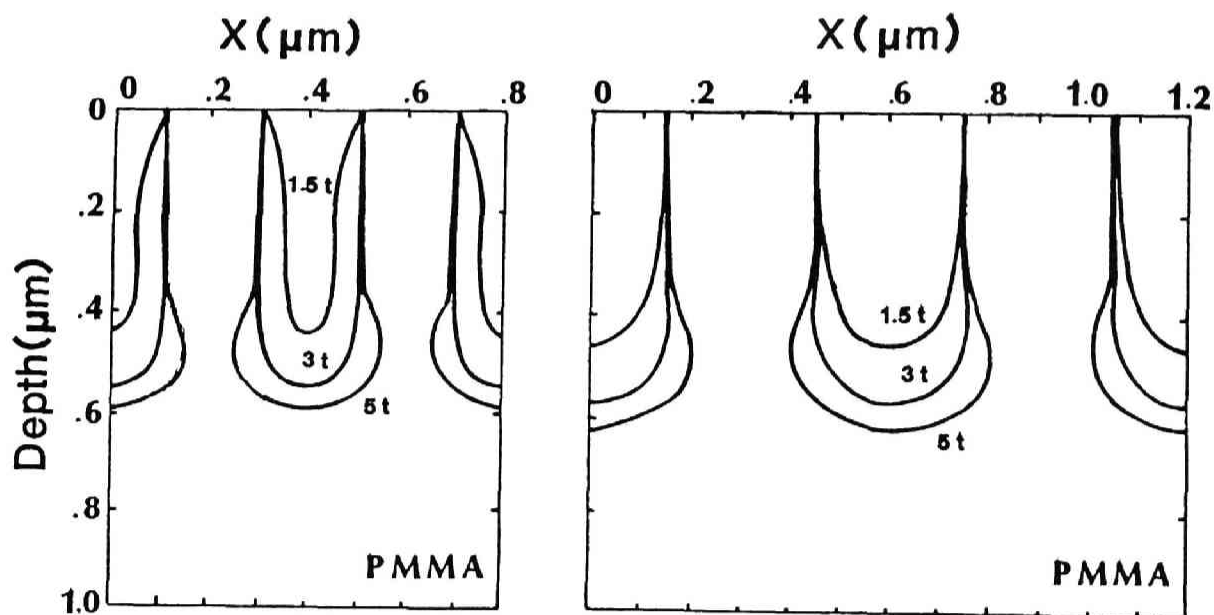


図 5.10 200keV の入射エネルギーの Si 及び Be の集束イオンビーム (ビーム径  $0.1 \mu\text{m}$ ) を PMMA に照射した場合の PMMA 中での等エネルギー分布。



(1)  $0.2 \mu\text{m L\&S}$

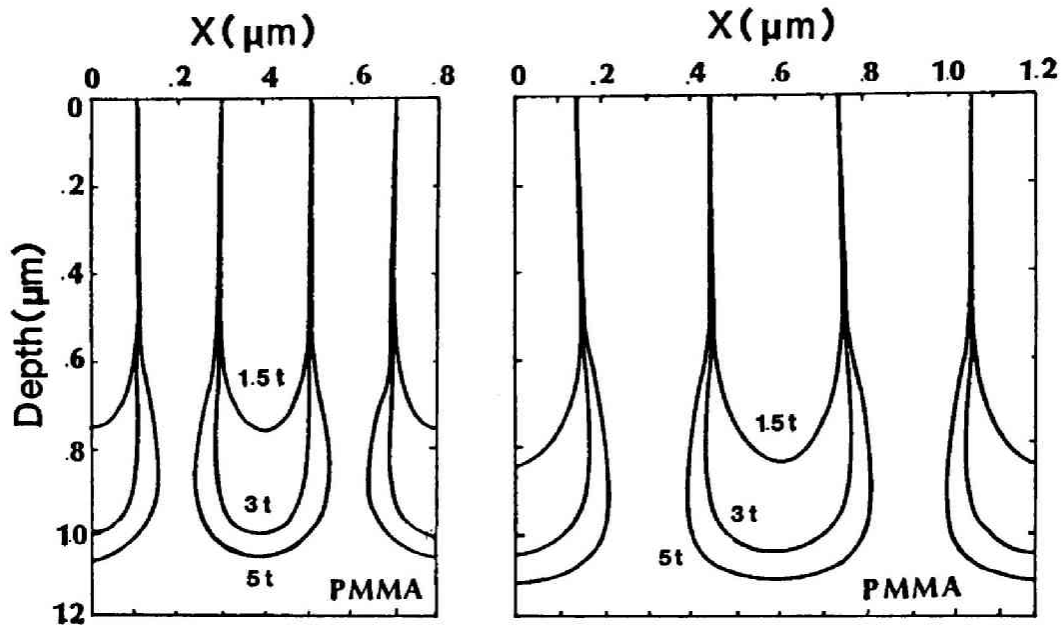
(2)  $0.3 \mu\text{m L\&S}$

図 5.11 200keV Si 集束イオンビーム (ビーム径  $0.1 \mu\text{m}$ ) を用いたレジスト露光により得られるレジストパターンの現像プロセス・シミュレーション。t は現像時間で 1 分である。

る。図中  $t$  で示すのは現像時間の単位を表し 1 分である。Si 集束イオンビームの照射量は  $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  としている。レジストパターンを見ると、レジストの表面近傍は横方向へは殆んど現像が進まないことが分かる。パターンの底部近傍では現像時間とともに横方向への広がりが見られる。露光図形が  $0.2 \mu\text{m}$  と  $0.3 \mu\text{m}$  とで同一の照射量を用いて所望の線幅をもつパターンが形成されることは集束イオンビーム露光の大きな特徴であり、レジスト中での近傍効果がないことによる。

図 5.12 は  $0.1 \mu\text{m}$  のビーム径の  $200\text{keV Be}$  集束イオンビーム用いて  $0.2 \mu\text{m}$  及び  $0.3 \mu\text{m}$  のラインアンドスペースパターンを PMMA 上に描画した場合の現像プロセスをシミュレートしたものである。シミュレートする条件は、図 5.11 の場合と同じである。Si 集束イオンビームの場合と同様に (1) の  $0.2 \mu\text{m}$  のラインアンドスペースパターンより (2) の  $0.3 \mu\text{m}$  のラインアンドスペースパターンの方が現像されるレジストの深さが増している。又、線幅の異なるパターンが同一の照射量で得られることも図 5.11 の場合と同様である。現像されるレジストの深さがパターンの線幅により異なる現像は電子ビーム露光の場合にも見られ、パターン内近接効果と呼ばれる。電子ビームの場合、レジストの深さのみならず線幅の設計寸法からのずれが露光線幅に依存することが問題となるが、イオンビームの場合はレジストパターンの底部近傍をのぞいて設計寸法からのずれが露光図形の寸法にかかわらず極めて少ないことが特長である。これはイオンの場合、電子と異なって後方散乱が殆んど見られないので横方向へのエネルギーの分散が少ないからである。しかし固体中で衝突を繰り返すにつれイオンのもつ横方向への速度成分が大きくなるためレジストパターンの底部近傍ではエネルギーの横方向への分散が比較的大きくなる。パターンの広がりはこのことにより生じる。横方向成分が大きくなることは露光図形の寸法が大きいほどレジストパターン底部近傍でのエネルギー強度が強くなることを意味する。従って、線幅が大きい図形の方が現像されるレジストの深さが増すことになる。

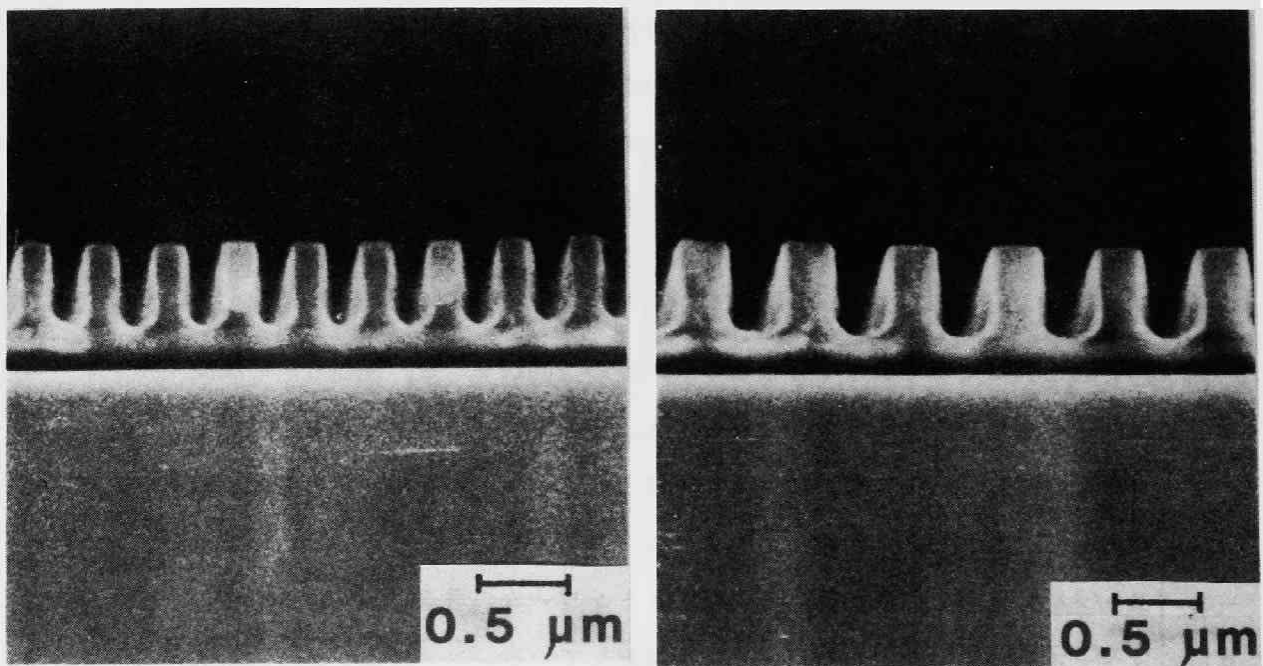
図 5.13 と図 5.14 はそれぞれ  $0.1 \mu\text{m}$  のビーム径の  $200\text{keV Si}$  及び  $\text{Be}$  の集束イオンビームを PMMA 上に照射して MIBK : IPA = 1 : 3 の混合液を用いて現像して得られたレジストパターンの断面 SEM (走査電子顕微鏡) 写真である。現像時間はいずれも 5 分である。照射量は  $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  であり、Si 集束イオンビームの場合、 $0.2 \mu\text{m}$  及び  $0.3 \mu\text{m}$  のラインアンドスペースパターンを照射している。又、Be 集束イオンビームの場合  $0.3 \mu\text{m}$  の線幅のラインを  $0.5 \mu\text{m}$  のスペースをおいて配置したパターンを照射している。レジストパターンの底部でのふくらみがシミュレーションで予想したとおりみられる。図 5.14 に示すレジストパターンの方が図 5.13 の場合より横方向へのふくらむ傾向が強く出ているが、これもシミュレーション結果と一致している。これは、(4-35) 式から明らかなように軽いイオンほど衝突間距離  $L$  が大きくなるのでエネルギーの横方向への分散傾向が強くなるためである。



(1) 0.2  $\mu\text{m}$  L&S

(2) 0.3  $\mu\text{m}$  L&S

図 5.12 200keV Be 集束イオンビーム (ビーム径  $0.1\mu\text{m}$ ) を用いたレジスト露光により得られるレジストパターンの現像プロセス・シミュレーション。t は現像時間で 1 分である。



(1) 0.2  $\mu\text{m}$  L&S

(2) 0.3  $\mu\text{m}$  L&S

200keV Si FIB  $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$

図 5.13 200keV Si 集束イオンビーム (ビーム径  $0.1\mu\text{m}$ ) のレジスト (PMMA) 露光により得られたレジストパターン。図 5.11 に示すシミュレーション結果とよく一致している。

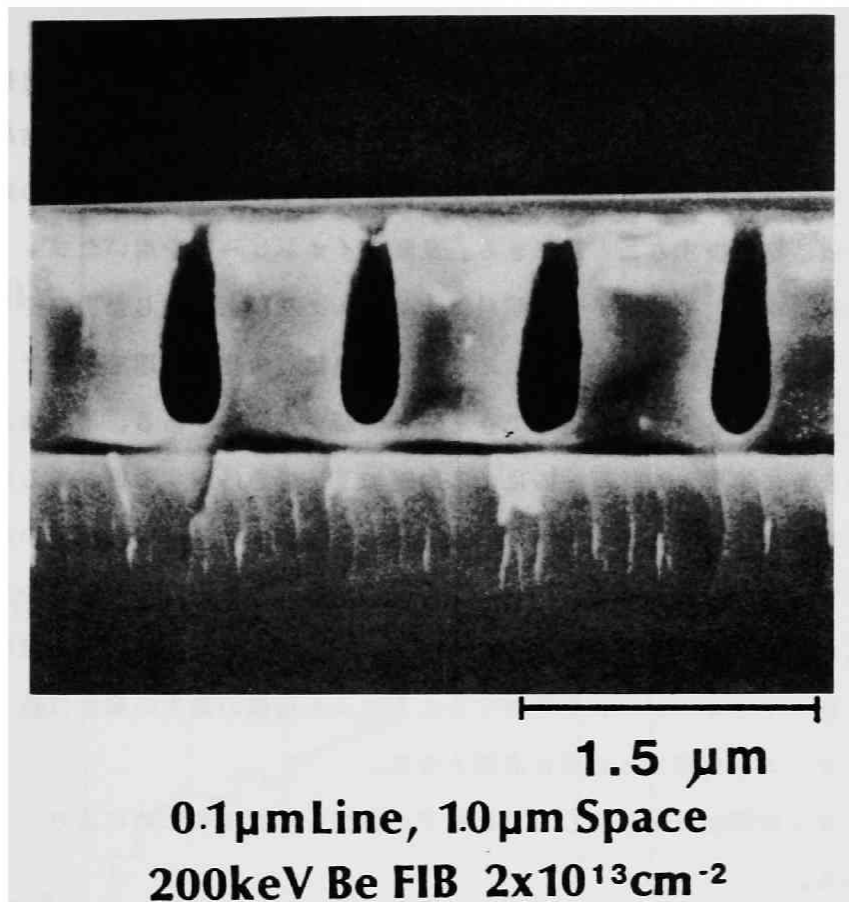


図 5.14 200keV Be 集束イオンビームによるレジスト露光。図 5.12 に示すシミュレーション結果とよく一致している。

## 5.4 イオンビームによる照射損傷の解析

### 5.4.1 照射損傷の生じる過程

イオンビームにより照射損傷を生じる過程は弾性衝突による標的原子のたたき出し (knock-on) によるいわゆるフレンケル欠陥を生じる過程と非弾性衝突による核外電子の励起に起因する構造変化や欠陥生成過程とに分けられる。後者の非弾性衝突による損傷は、主として有機化合物やアルカリハライド等のフッ化物に見られるものである。通常照射損傷として扱われるのは前者のフレンケル欠陥の場合が多い。フレンケル欠陥は熱処理や再結合により消滅する。<sup>13)</sup>

損傷を積極的に利用してデバイス作製を行なう場合も数多くある。これは損傷により生じる電氣的、機械的性質等の変化を利用するものである。例えば GaAs や CdTe, ZnTe 等の半導体にイオン注入すると深いエネルギー準位をもつ捕獲中心が発生しキャリアが捕らえられるために、キャリア濃度が下り屈折率が増加する。<sup>14)</sup> この減少は光導波路やグレーティング等の、光素子の作製に応用される。<sup>15)</sup> 又、LiNbO<sub>3</sub> 等の圧電性基板に He イオンを注入することにより、音速を 1% 程度遅くした例もある。<sup>16)</sup> しかし一般的にはイオンを照射することにより生じる欠陥がデバイス特性に悪影響を及ぼすことが多い。従って、イオンビームによる微細加工技術を工業

的に応用するにあたって問題となるのはイオンビームによって試料中に生じる照射損傷と言える。半導体の分野ではイオン注入技術が広く用いられているが、注入により半導体の結晶構造に損傷が生じるため、その損傷を回復するための熱処理が必要となる。通常 400℃程度の熱処理を行なうことにより結晶構造を修復することができる。又集束イオンビームを用いたフォトリソマスクやX線マスクの欠陥修正技術<sup>(17), (18)</sup>ではイオンの照射によりマスク基板上に生じた損傷をフッ酸等の薬品を用いて除去する方法が取られる。しかしこのような熱処理や化学処理を適用できない分野では試料中にイオン照射による損傷の発生をできる限り抑制する必要がある。半導体基板を用いる様々なデバイスの作製に集束イオンビームによる微細加工技術を応用する例があるが、<sup>(19), (20)</sup>特にGaAsFETやMMIC, HEMT等のGaAsデバイスにおけるゲート電極の形成を集束イオンビームを用いて行なう場合、イオンビーム照射後に損傷回復のための熱処理や化学処理は用いることができないので、レジストの膜厚をコントロールしてイオン照射による損傷を抑制しなければならない。従ってイオンビームを照射することによる損傷の発生の解析はGaAsデバイスの作製にイオンビームを使用するために必要となる。

損傷の発生はイオンの照射により生じる反跳原子の発生を解析するこめによりシミュレートすることが可能である。

#### 5.4.2 照射損傷の定量的解析

図5.15, 5.16及び5.17はGaAs基板上に塗布されたPMMA中に200keVのエネルギーのSiイオンを照射した場合の試料中での入射イオン及び反跳原子の分布を示している。PMMAの膜厚はそれぞれ0.50, 0.55, 0.60 $\mu\text{m}$ である。図中、実線のヒストグラムで示すのが入射イオンの分布で、点線のヒストグラムで示すのが反跳原子の分布である。縦軸は原子の数で相対値である。PMMAの膜厚が0.50 $\mu\text{m}$ と0.55 $\mu\text{m}$ の場合GaAs基板中での入射イオン及び反跳原子の分布とも差が少ないが、0.60 $\mu\text{m}$ の膜厚の場合かなり分布がGaAsの浅い領域にとどまっている。なお以上の結果は試料の1点にSiが1万個入射した場合の試料中での分布である。図5.18, 5.19及び5.20は図5.15～5.17の場合と同じ構造の試料に200keVのSiイオンを照射した場合の試料中における入射イオン及び反跳原子の原子核によるエネルギー損失量の( $\Delta E_n$ )の分布を示す。 $\Delta E_n$ は損傷を引き起こすためのエネルギーとなるもので、この分布から試料中での損傷の状態を知ることができる。なおこのエネルギー量の単位は $\text{keV}/\mu\text{m}\cdot\text{ion}$ である。図中、実線は入射イオンと反跳原子による $\Delta E_n$ の合計の分布であり、点線は反跳原子のみによる $\Delta E_n$ の分布を示している。図から分かるように、PMMAの膜厚が0.50 $\mu\text{m}$ の場合と0.55 $\mu\text{m}$ 及び0.60 $\mu\text{m}$ の場合とで分布に差が生じる。GaAs基板の深さ方向へのエネルギーの広がりにはPMMAの膜厚が薄いほどより深くまで到達する傾向がある。GaAs基板表面近傍でのエネルギー量はPMMAの膜

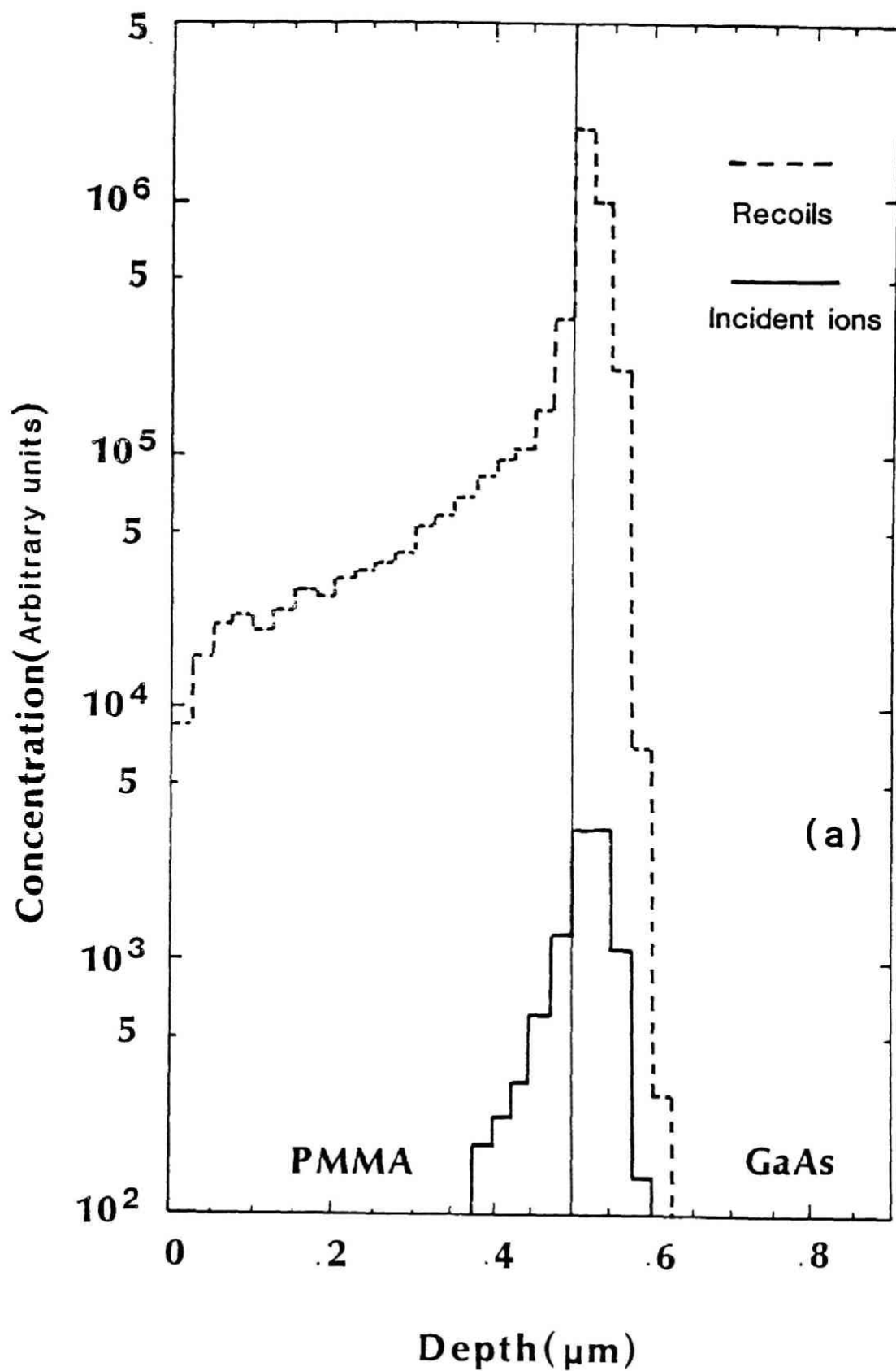


図 5.15 200keV Si イオンビームを照射した場合の入射イオンと反跳原子の試料中での濃度分布。レジスト膜厚は0.5  $\mu\text{m}$ であり、基板はGaAsである。



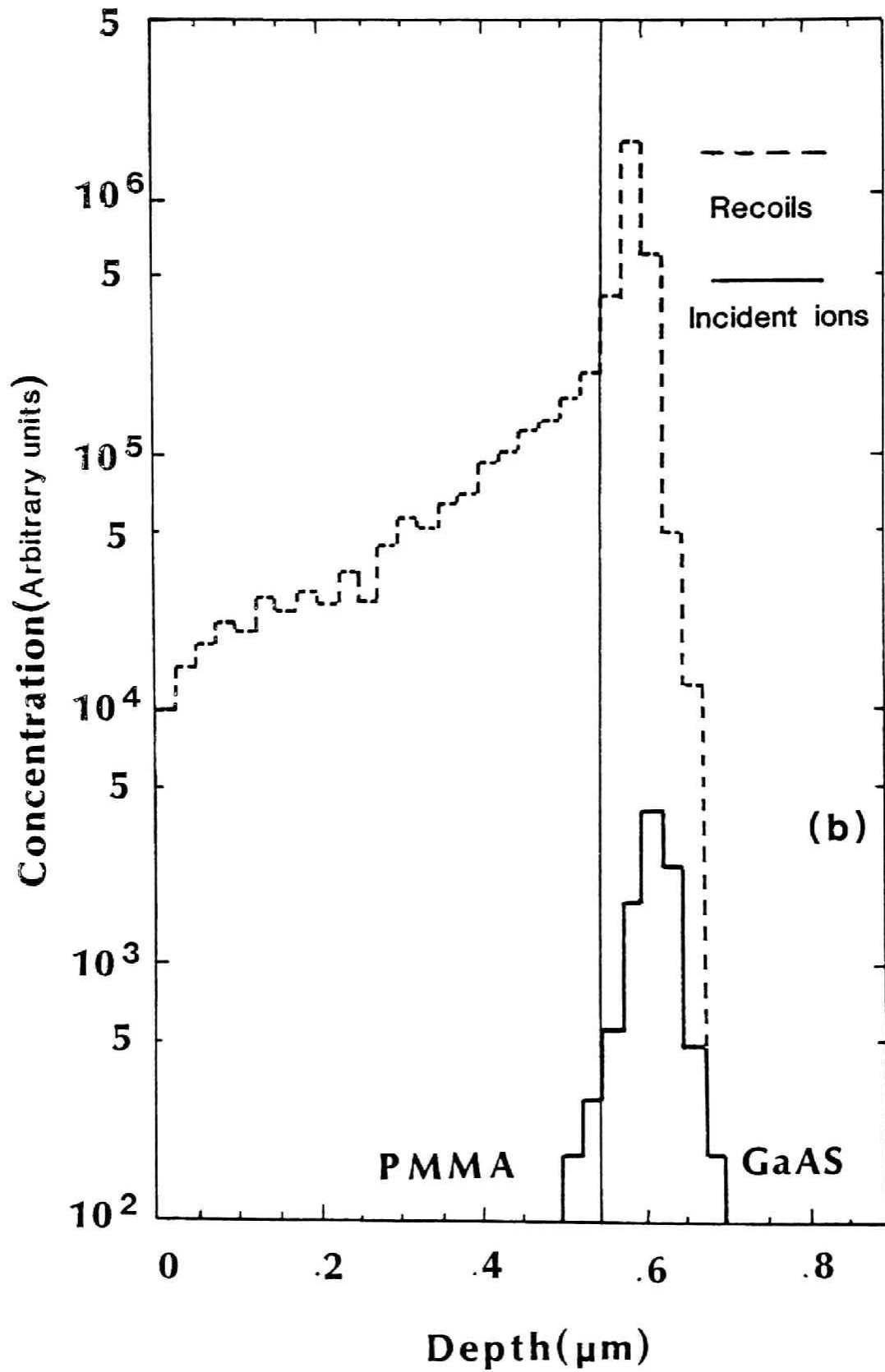


図 5.16 200keV Si イオンビームを照射した場合の入射イオンと反跳原子の試料中での濃度分布。レジスト膜厚は $0.55\mu\text{m}$ であり、基板はGaAsである。

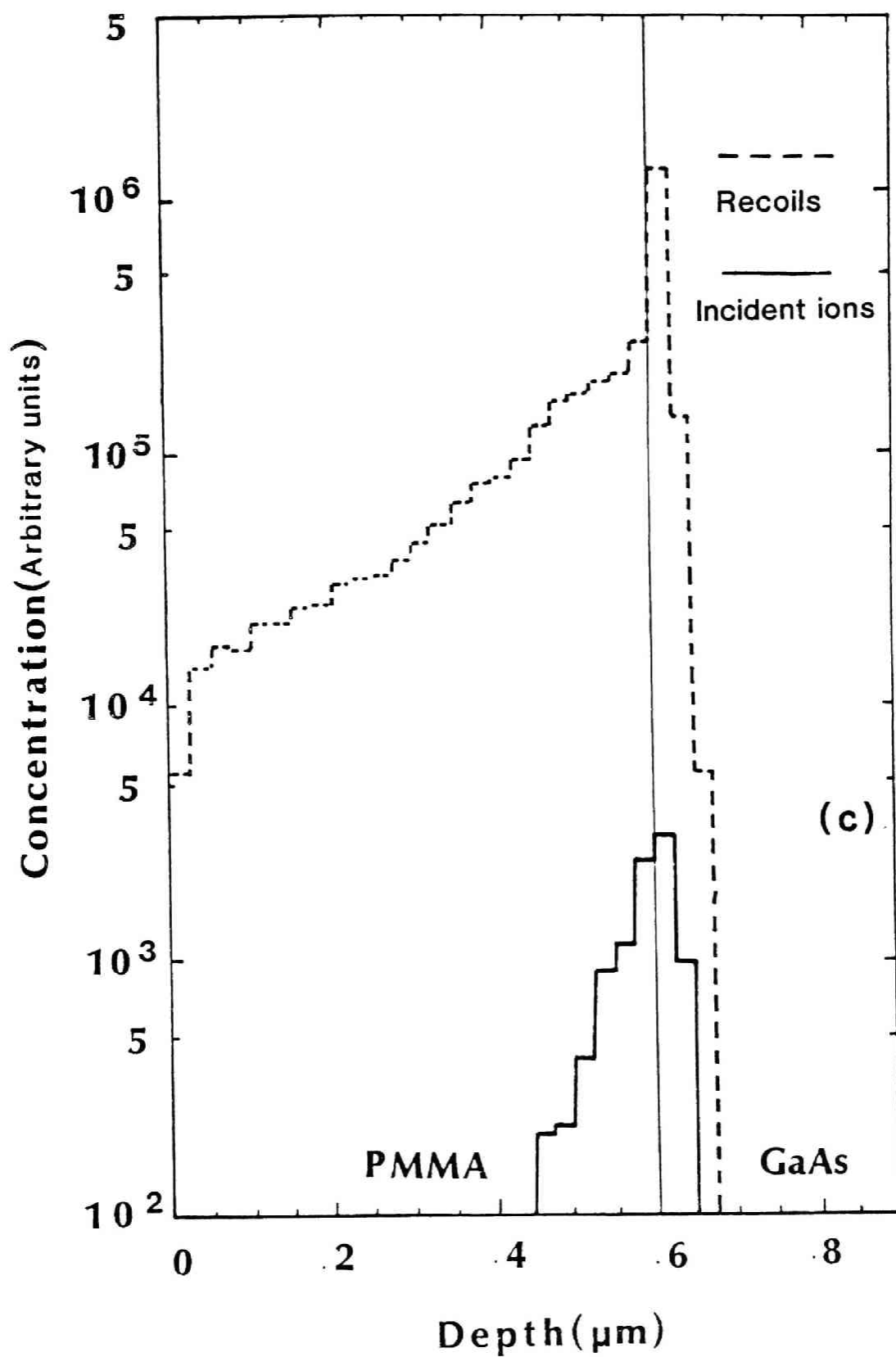


図 5.17 200keV Si イオンビームを照射した場合の入射イオンと反跳原子の試料中での濃度分布。レジスト膜厚は  $0.6 \mu\text{m}$ ，基板は GaAs である。

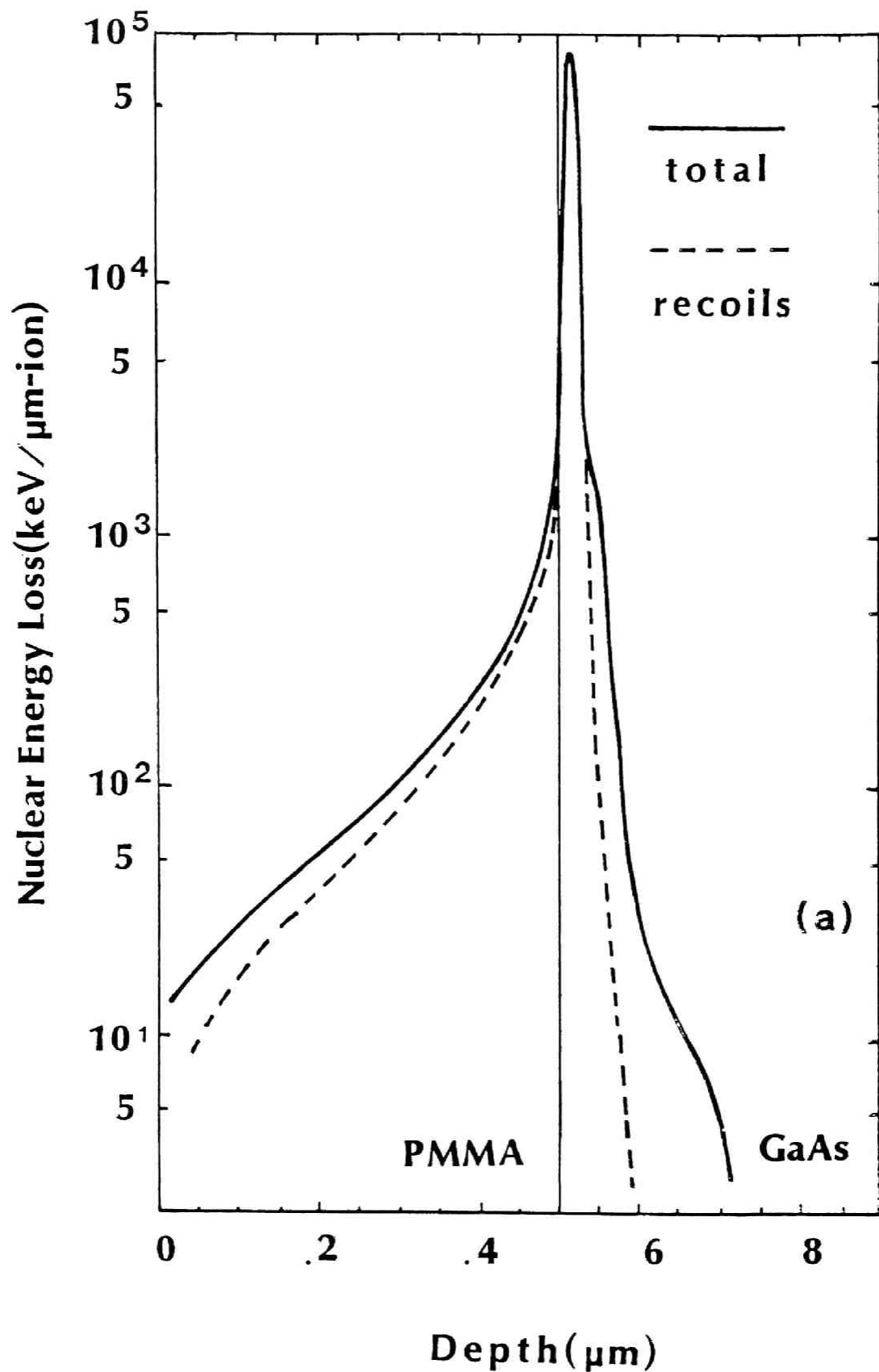


図 5.18 GaAs 基板上の  $0.50\mu\text{m}$  膜厚の PMMA 中に  $200\text{keV Si}$  イオンを照射した場合の試料中での照射損傷分布。GaAs 基板表面に生じる損傷は殆んどが反跳原子によるものであることが分かる。

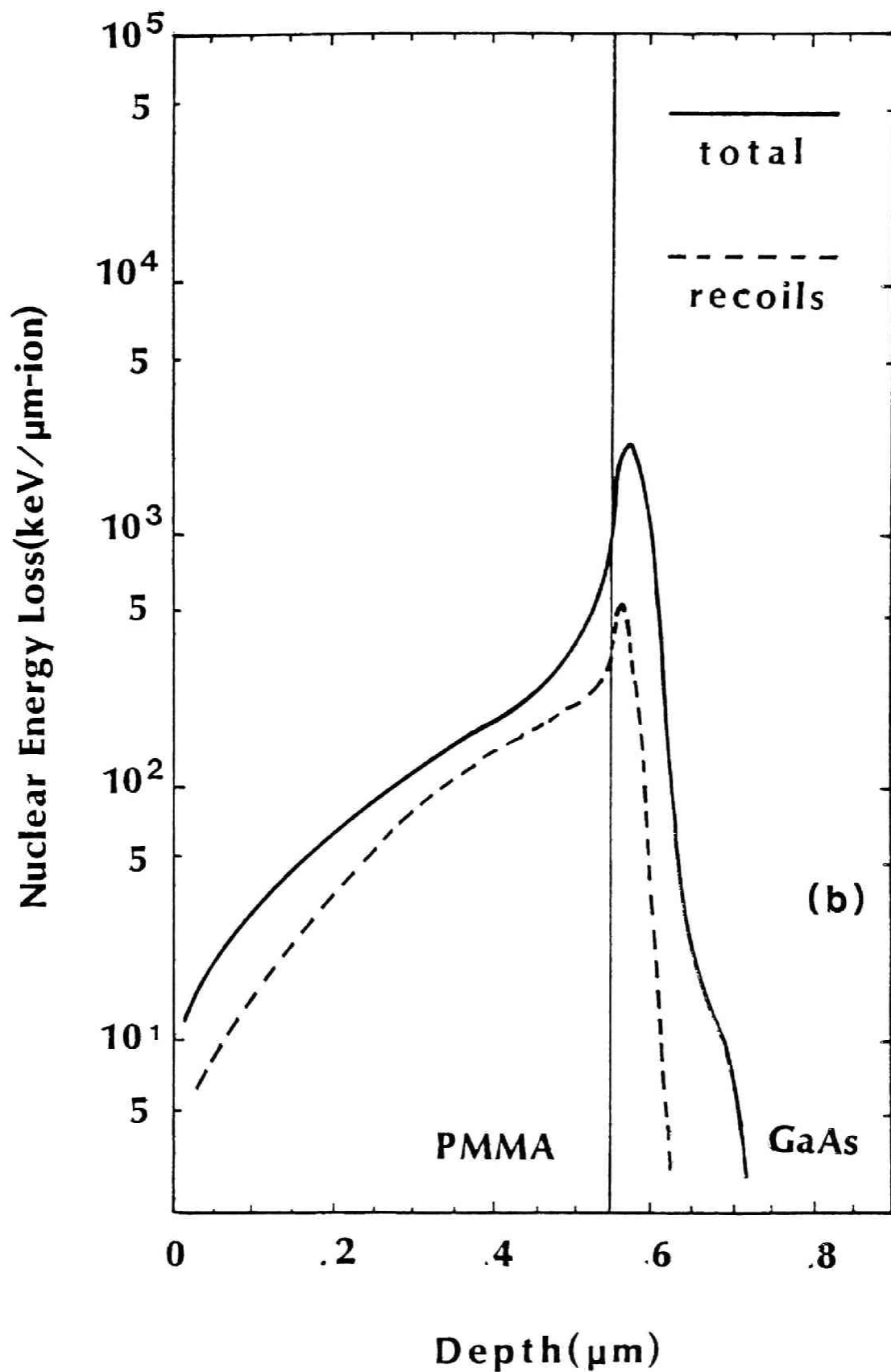


図5.19 GaAs基板上の0.55μm膜厚のPMMA中に200keV Siイオンを照射した場合の試料中での照射損傷分布。GaAs基板表面に生じる損傷の深さは、約0.15μm程度である。エネルギー損失量は図5.18の場合より1桁以上小さくなっている。

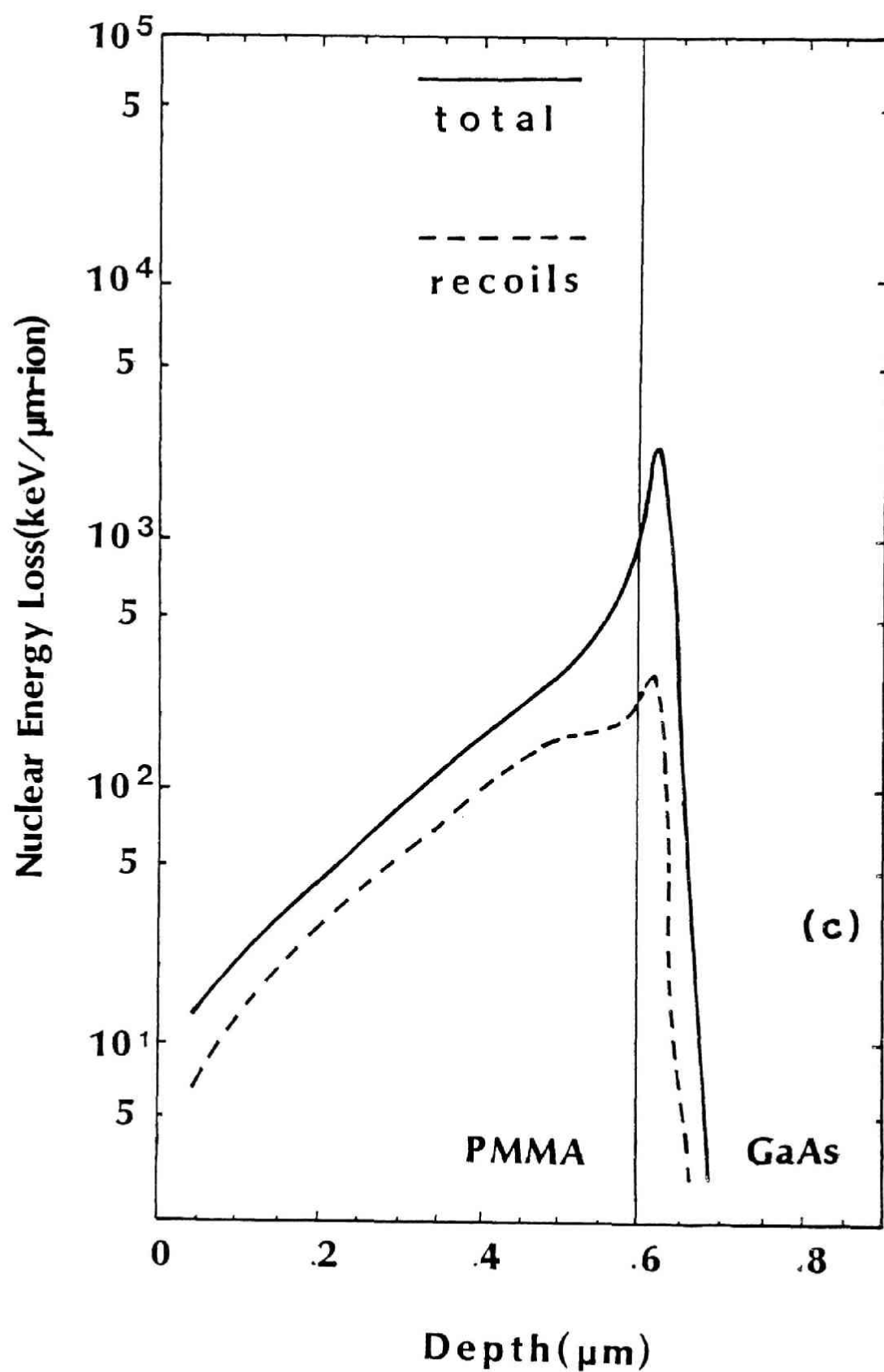
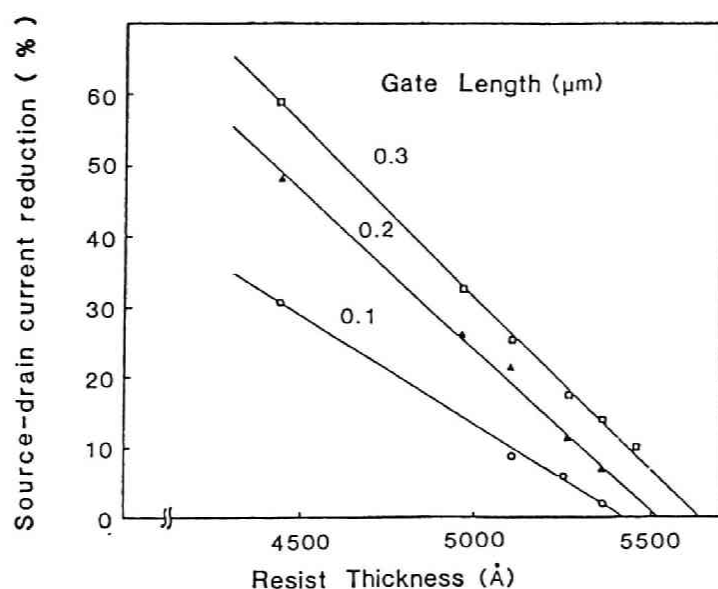


図 5.20 GaAs 基板上の  $0.60\mu\text{m}$  膜厚の PMMA 中に  $200\text{keV Si}$  イオンを照射した場合の試料中での照射損傷分布。GaAs 表面の損傷の深さは約  $0.08\mu\text{m}$  となっている。

厚が $0.5\mu\text{m}$ の場合が $0.55\mu\text{m}$ 及び $0.60\mu\text{m}$ の場合より2桁程度大きくなっている。しかも $0.50\mu\text{m}$ の膜厚の場合GaAs基板表面近傍でのエネルギー量に対する寄与の殆んどが、反跳原子によるものである。PMMAの膜厚が $0.55\mu\text{m}$ と $0.60\mu\text{m}$ の場合、GaAs基板表面近傍におけるエネルギー強度は反跳原子からの寄与分は若干前者の方が強いがトータルの強度では両者に差はない。

GaAsデバイスにおけるゲート形成プロセスでは、ソース・ドレイン電流を抑制するためにゲートを形成する活性層の、表面をエッチングするリセス行程が必要であるが、これは活性層の厚みの制御により最適な電流量を実現するための行程となっている。この意味でGaAs中に生じる損傷の深さ方向の分布は重要となる。

従って、PMMAの膜厚が $0.50\mu\text{m}$ の場合は、GaAsの表面を $0.2\mu\text{m}$ 以上エッチング除去しないと損傷層を除去できないし、膜厚が $0.55\mu\text{m}$ と $0.60\mu\text{m}$ の場合は、それぞれ $0.15\mu\text{m}$ 、 $0.10\mu\text{m}$ のエッチング量で除去可能なことがシミュレーション結果により分る。又、PMMAの膜厚が $0.55\mu\text{m}$ 以上ではGaAs基板表面近傍でのエネルギー強度は同一であるので損傷の程度も同一であると考えられる。この結果は損傷によるGaAsデバイスのソース・ドレイン電流のPMMA膜厚に対する依存性を示す図5.21の実験データと一致する。図5.21はPMMAの膜厚がほぼ $0.55\mu\text{m}$ においてソース・ドレイン電流のSiイオン照射による変化が生じなくなることを



**Influence of FIB-induced damage on GaAs FET**  
**(200 keV Si<sup>++</sup>,  $3.4 \times 10^{13}$  ions/cm<sup>2</sup>)**

図5.21 200keV Si集束イオンビーム照射によるGaAsFETの特性への影響。レジスト

(PMMA)の厚が5500Å以上ではデバイス特性へのイオン照射の影響が殆ど見られない。

示している。これはP M M Aの膜厚が $0.55\mu\text{m}$ 以上ではS i イオン照射によりG a A s 基板に生じる損傷の程度が小さいことを示しているが、この結果は図5.18～5.20示したように、P M M Aの膜厚が $0.50\mu\text{m}$ の場合、G a A s 基板中で入射イオン及び反跳原子が標的原子をたたき出すことによるエネルギー損失量が、P M M Aの膜厚が $0.55\mu\text{m}$ 以上の場合と比較して最大値が $10^2$  倍程度大きくなることにより説明しうる。又、ゲート幅が小さい程、特性に与える影響が小さくなっているが、これは、ゲート幅が大きい程照射量が多くなり、損傷が大きくなるためと考えられる。注目すべきは、損傷を引き起こすエネルギー損失が主として反跳原子により生じることである。従って、照射損傷の程度を軽減する1つの方法として反跳原子のもつエネルギー $E_R$ を小さくすることが考えられる。(4-27)式より  $E_R$  は、

$$E_R \quad (\equiv \Delta E_n) = \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} E \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

により与えられるので標的原子の質量 $m_2$  及び入射イオンのエネルギー $E$ が与えられたとき、入射イオンの質量 $m_1$  が $m_2$  より小さい場合、 $m_1$  はH e やB e 等の比較的軽いイオン種になるほど $E_R$  の値が小さくなる。一方、 $m_1$  が $m_2$  より大きい場合、 $m_1$  はできる限り重い方が $E_R$  の値が小さくなるが、入射イオンの質量が重くなるとレジスト中へのイオンの侵入深さが浅くなるのでレジスト露光には向かない。従って、G a A s 基板への損傷を低減するためにはS i よりもH e やB e 等の比較的軽いイオン種を用いる方が望ましいことになる。

## 5.5 集束イオンビームによる微細パターン形成

### 5.5.1 集束イオンビーム技術の概説

イオンは電子と異なりイオン種に固有な物性をもつことから、イオンビームを電子ビームと同程度に微細なビーム径に絞ることができ、かつ十分な輝度が得られれば電子ビームの場合と比べて、より広範囲にわたる応用が可能である。半導体製造技術に限っても、レジスト露光をはじめエッチング、イオン注入、成膜等の行程をレジストを用いることなく直接行なうマスクレス加工技術としても用いることができるため、デバイス製造のほとんどすべての行程にわたる応用が可能である。これは、デバイスの全自動的作製に道を開くものと言える。集束イオンビームを用いた微細加工技術として現在実用化に最も近いものはレジスト露光技術とパターン修正技術である。前者については本章で詳述したところである。後者についても5.1節で述べた。しかし集束イオンビーム加工技術の最大の特長はレジストを用いないマスクレス加工が可能ということであるが、実用的なものとするにはイオン源の一層の高輝度化や長寿命化等の課題を解決する必要がある。

レジスト露光やマスクレスの加工を行なうためには、加工位置や加工状態の観察が必要であるが、これはイオンビーム照射によって試料から放出される2次電子を検出することにより行なうことができる。これはいわゆるSIM (Scanning Ion Microscopy) と呼ばれる方法である。このような集束イオンビームによる加工技術に対するアイデアはイオン注入技術が半導体製造プロセスに本格的に応用されはじめた1970年代前半ごろからあった。しかし、イオン注入に用いられたデュオプラズマトロン<sup>21)</sup>などのタイプのイオン源では輝度が低いために、実用になるほどのビーム径に集束させることができず、研究も不活発であった。その中で例えば1974年に Hughes 社の R. L. Seliger<sup>22)</sup>らは5  $\mu\text{m}$ 程度のビーム径が得られるイオン注入装置を発表しているが、この装置には1段の静電アインツェルレンズが用いられている。彼らはこの装置を用いてマスクレスのイオン注入を行なってp-n接合を試作した他、レジスト露光も行ない電子ビーム露光の場合より10~100倍レジストの感度が上がることを示した。1979年に彼らは当時SIMS (Secondary Ion Microscopy) などの分析用として開発された高輝度イオン源である電界電離型液体金属イオン源 (EHD: Electrohydrodynamic イオン源とも呼ばれる) を用いたGaイオンの集束イオンビーム装置を開発した<sup>23)</sup>。この装置では、LaB<sub>6</sub>電子銃に匹敵する $3 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ S}^{-1}$ 程度の輝度を得ており、サブミクロンのビーム径が得られる。この段階で改めて集束イオンビームによる微細加工技術が注目を集めた。

### 5.5.2 集束イオンビーム加工装置の構成

集束イオンビーム加工装置は大まかに言って、イオン源、集束レンズ系、ビーム偏向径から構成されている。

イオン源としてはプラズマを発生させてそのプラズマからイオンを引き出す方式のものと、表面効果を利用してイオンを引き出す方式のものとに大別できる。前者の方式ではプラズマを発生させる方式により、直流放電型、高周波放電型等の放電によるもの、電子ビームを入射してプラズマを発生、加熱するものでビームプラズマ型と呼ばれるもの、プラズマを絞り込むための電磁界を発生させるデュオプラズマトロンと呼ばれるもの等数多くの方式がある。これらのイオン源はイオンマイクロアナライザ等の計測装置用を始め、イオン注入用、薄膜形成用として用いられている。

表面効果を利用する方式は金属表面と内部原子間の相互作用を利用してイオンを引き出すもので、表面電離型や強電界印加型等の方式がある。前者は金属表面にイオン化したい物質の化合物を塗布又は吹き付けることにより表面電離によりイオン化する方法である。後者は金属表面に強電界をかけると金属表面上の原子と内部原子とで電子に対する電位障壁の形状が変化し、電離が促進される現象を利用する方式である。強電界を印加するために金属先端を針状とするのでイオ



ン放出領域が小さくなりイオン放出の輝度が、プラズマからイオンを引き出す方式のものより、大きくなるのが特徴である。金属先端の針状部にH（水素）やHe（ヘリウム）のガス状原子を導くことにより、この原子をイオン化することも可能である。これはガス電界電離型イオン源と呼ばれる。これに対し針状金属の表面に液体金属を供給し強電界を印加すると液体金属の先端がTaylor cone<sup>24)</sup>と呼ばれる突起状となり、この突起の先端から金属イオンが放出される。この型のものは液体金属イオン源と呼ばれる。これらの型のイオン源は極めて微細なビーム径の高輝度イオンビームが得られるので微細加工用に応用されている。

現在集束イオンビーム加工装置用のイオン源として用いられているのは液体金属イオン源である。用いる金属は融点を低くするために共晶合金化する場合もある。例えばGaAsデバイスで不純物注入に用いられるBeやSiはAuSiBeという共晶合金の形で使用される。

Si半導体ではNiBの共晶合金を用いてBイオンのビームを発生させこれを用いてMOSFET<sup>19)</sup>を試作した報告がある。又、Cu-P-Pt-BやPd-Ni-B-As等の共晶合金を用いてPやB、As<sup>25), 26)</sup>の集束イオンビームを得た報告もある。

これら共晶合金を用いて得られる集束イオンビームから所望するイオン種のみをとり出すために質量分析器が必要となる。

共晶合金型の液体金属イオン源を用いる場合、所望のイオン種の集束イオンビームのみをとり出すため質量分析器としてE×B質量分析器が用いられる。これは一様な電界Eと一様な磁界Bが互いに直交している電磁場内にイオンを垂直に入射させると、特定の速度をもつイオンのみを入射軸に沿って直線的にとり出せる原理を用いたものである。従って同位体の分離も行なうことができる。

イオンビームを集束させるためのレンズ系は電子ビームの場合と異なり回転対称型の静電レンズが用いられる。これは電子に比べ重いイオンを集束させるには入射粒子の電荷のみに依存しその質量には依存しないレンズ作用を示す静電型の方が有利だからである。

液体金属イオン源から放出されるビームのエネルギー幅は例えば200keVのエネルギーのGaイオンの場合15keV程度と電界放出された電子ビームに比べ10倍以上大きくなっている。このため、レンズ系における収差係数が大きくなりビーム径を絞ることが電子ビームに比べて困難となる。電子ビームの場合数10Å程度のビーム径を得ることが可能であるが、液体金属イオン源を用いた集束イオンビームではビーム径を0.1μm程度以下にすることは困難となっている。

集束イオンビームの場合も電子ビームの場合と同様にパターンを描画する位置を決めるために試料上に設けられた基準マークを検出する必要がある。電子ビームの場合、この検出は反射電子信号を用いて行われるが、集束イオンビームの場合、反射イオンの強度が実用上不十分であるので、2次電子信号が用いられる。2次電子信号は反射電子に比べエネルギーが低く信号を増幅する

必要があり、信号の  $S/N$  比が悪くなる。従ってマーク上に塗布されたレジストを除去して  $S/N$  比をできる限り向上させて用いる必要がある。

## 5.6 まとめ

本章ではイオンビームによる微細加工技術に関する研究結果について述べた。イオンの半導体基板への注入はデバイス作製のための不純物注入技術として広く用いられている。集束イオンビーム加工技術の登場は従来のイオン注入技術を飛躍的に発展させる技術として注目されている。従来のイオン注入はシャワー状のイオンビームを試料上に照射するもので照射量は試料上で同一である。一方、集束イオンビームによるイオン注入法ではイオンの照射量を2次元的に制御できるうえに、試料中の深さ方向へは入射エネルギーを制御すれば任意の分布を得ることが可能であり、半導体基板中に不純物の3次元分布を得ることができる。このことは従来とは異なった新しい形のデバイスを生み出す可能性を示唆しており、今後のデバイス開発にとって重要な意味をもつ。このような状況の中でイオンの固体中での散乱の解析は今後より重要になってくる。モンテカルロ・シミュレーションは基板の材質や構造、イオン種などの様々な条件に合致した解析をすることができるために、イオンの散乱現象の解析に有効な方法である。

イオンビームの微細加工への応用は現在レジスト露光の分野で技術開発が進められているが、本章においてはBe及びSiのイオンビームによるレジスト露光の解析を反跳原子（リコイル原子）の影響を考慮して行ない、レジスト露光実験の結果とよく一致することを確認した。一方、イオンビームの応用ではイオンの照射損傷が問題となるが、GaAsデバイスへのイオン照射による照射損傷の定量的解析がモンテカルロ・シミュレーションにより可能となり、反跳原子により生じる損傷を抑制するためにSiよりもHeやBe等の比較的軽いイオン種を用いることが必要であることを確認した。

## 参 考 文 献

- 1) J. J. Coleman, P. D. Dapkus, and C. G. Kirkpatrick, M. D. Camras and N. Holonyak, Jr., Disorder of an AlAs-GaAs superlattice by silicon implantation, Appl. Phys. Lett., 40, 904 (1982).
- 2) O. S. Oen and M. T. Robinson, Computer studies of the scattering of low energy hydrogen ions from polycrystalline solids, J. Nucl. Mat., 63, 210 (1976).
- 3) W. Ecsterin and H. Yerbeck, J. P. Biersack, Computer simulation of the backscattering and implantation of hydrogen and helium, J. Appl. Phys., 51, 1194 (1980).
- 4) R. Shimizu and S. T. Kang, T. Kashiwa, H. Ogawa, K. Konayama, and Y. Ogata, Y. Akasaka and K. Horie, Monte Carlo simulation of depth and lateral profiles of boron atoms implanted in polycrystalline silicon, J. Appl. Phys., 48, 1745 (1977).
- 5) W. K. Hofker, D. P. Oosthoek, N. J. Koeman, and H. A. M. De Grefte, Concentration profiles of boron implantations in amorphous and polycrystalline silicon, Rad. Eff., 24, 223 (1975).
- 6) D. H. Lee and R. M. Malbon, The influence of the amorphous phase on ion distribution and annealing behavior of group III and group V ions implanted into silicon, Appl. Phys. Lett., 30, 327 (1977).
- 7) J. F. Gibbons, W. S. Johnson, and S. W. Mylroie, Projected Range Statistics (Dowden, Hutchinson, and Ross, stroudsburg, Pa, 1975).
- 8) M. Komuro, N. Atoda, and H. Kawakatsu, Ion Exposure of Resist Materials, J. Electrochem. Soc., 126, 483 (1979).
- 9) H. Ryssel, K. Habergen, and H. Kranz, Ion-beam sensitivity of polymer resists, J. Vac. Sci. Technol., 19, 1358 (1981).
- 10) I. Adesida, L. Karapiperis, The range of light ions in polymeric resists, J. Appl. Phys., 56, 1801 (1984).
- 11) R. G. Brault and L. T. Miller, Sensitivity and Contrast of Some Proton-Beam Resists, Poly. Engine. Sci., 20, 1064 (1980).
- 12) L. Karapiperis and D. Dieumegard, I. Adesida, Effect of recoil atoms on resolution in ion-beam lithography, Nucl Instr. and Meth., 209/210, 165 (1983).
- 13) J. Bourgain, Defect Production in Semiconductors, Ion Implantation in Semiconductors, S. Namba, Plenum, Press, p385 (1974).

- 14) J.C.Dyment, J.C.North and L.A.Dasars, Optical and Electrical Properties of Proton-bombarded p-type GaAs, J.App; Phys., 44, 207 (1973).
- 15) S.Valette, G.Labrunie, J.-C.Deutsch and J.Lizet, Planar optical waveguides achieved by ion implantation in Zinc telluride : general characteristics, Appl. Opt., 16, 1289 (1977).
- 16) P.Hartemann, P.Cauvard, and D.Desbois, Ion-implanted surface-acoustic-wave guides on lithium niobate, Appl. Phys. Lett., 32, 266 (1978).
- 17) B.W.Ward, D.C.Sharer, M.L.Ward, Repair of Photomasks with focused ion beams, SPIE vol. 537, Electron-Beam, X-Ray, and Ion-Beam Tehcnology for Submicrometer Lithography IV, p.110 (1985).
- 18) D.C.Sharer and B.W.Ward, Integrated circuit diagnosis using focused ion beams, J.Vac.Sci. Technol., B4, 185 (1986)
- 19) S.Shukuri, Y.Wada, M.Tamura, H.Masuda and T.Ishitani, Extended Abstracts of the 16th Conf. on Solid State Devices and Materials, Kobe, p.91 (1984).
- 20) R.L.Kubena, J.Y.Lee, R.A.Jullens, R.G.Brault, P.L.Middleton, and E.H.Sterens, Si MOSFET fabrication using focused ion beams, SPIE Vol. 471 Electron-Beam, X-Ray, and Ion-Beam Techniques for Submicrometer Lithographies III, p.32 (1984)
- 21) 石川順三「イオン源工学」, アイオニクス社, p.397 (1986).
- 22) R.L.Seliger and W.P.Fleming, Focused ion beams in microfablication, J.Appl.Phys., 45, 1416 (1974).
- 23) R.L.Seliger, J.W.Ward, V.Wang, and R.L.kubena, A high-intensity scanning ion probe with submicrometer spot size, Appl. Phys. Lett., 34, 310 (1979).
- 24) G.Taylor, F.R.S., Disintegration of water drops in an electric field, Proc. R. Soc. London Ser. A, 280, 383 (1964).
- 25) V.Wang, J.W.Ward, and R.L.Seliger, A mass-separating focused-ion-beam system for maskless ion implantation, J.Voc. Sci. Technol., 19, 1158 (1981)
- 26) 梅村 馨, 石川 亨, 田村一二三, Cu-P-Pt-B液体金属イオン源, 第33回応用物理学会講演会, 3 P-Z-10 (1986).







## 第 6 章 結 論

### 6.1 結 論

本論文は荷電ビームを用いた微細加工技術に関する研究結果を述べたものであり、以下のような結論が得られた。

1. 電子ビームをレジスト（有機高分子レジスト）に照射してパターン形成を行なう電子ビーム露光技術において、電子の固体内散乱に関するモンテカルロ・シミュレーション法が最適な露光条件を見い出すための有効な手法となることを明らかにした。即ち、電子の後方散乱現象に起因した近接効果の定量的解析がモンテカルロ・シミュレーションにより可能であることを明らかにした。更に電子ビーム直接露光における位置合せマーク検出プロセスをモンテカルロ・シミュレーションにより解析した結果、電子ビームの加速電圧は高い方が、またビーム径は小さい方が検出信号の  $S/N$  比が高くなることを見い出した。

（第 2 章）

2. 高輝度電子放出フィラメントである単結晶 LaB<sub>6</sub> カソードの特性を評価した結果、結晶方位が  $[110]$  及び  $[210]$  のものが電子放出特性が安定しており実用的に優れていることを明らかにした。

（第 3 章）

3. 2 層レジスト構造を用いて、電子ビーム露光により  $0.1\mu\text{m}$  程度の微細パターンを形成する最適プロセスを見い出した。更に得られたレジストパターンを用いて GaAs デバイスのマッシュルーム型ゲート電極が形成されることを確認した。

（第 3 章）

4. 電子ビーム露光により、 $0.5\mu\text{m}$  程度の微細パターンを有する SAW（表面弾性波）デバイスが精度よく作製できることを見い出した。

（第 3 章）

5. 電子ビームの加速電圧を  $50\text{ kV}$  と通常の 2 倍以上にする高電圧電子ビーム露光による微細パターン形成技術を検討し、高圧にすることにより近接効果が少なくなり、 $0.1\mu\text{m}$  程度以下の微細パターン形成に有利となることを見い出した。

（第 3 章）

6. イオンビームの固体内散乱に関して基礎的な研究を行なった結果、Be 等の比較的軽いイオンから Sb 等の比較的重いイオンに至るまでの様々なイオンの散乱を解析するためのモンテカルロ・シミュレーション法を見い出した。

（第 4 章）



7. 200 keVのBe及びSiイオンによる集束イオンビームを用いたレジスト露光プロセスを解析した結果と実験結果とがよく一致することを確認し、集束イオンビームによるレジストパターン形成に反跳原子の及ぼす影響を明らかにした。

(第5章)

8. イオンをGaAs基板に照射することによりGaAs中に生じる照射損傷に関してモンテカルロ・シミュレーションを行ない、入射イオンと同様に反跳原子も損傷発生に大きな影響を及ぼすことを明らかにした。

(第5章)

9. GaAsデバイスへイオン照射することにより生じるデバイス特性の劣化を照射損傷の解析により定量的に検討し、損傷の低減にはHeやBe等の比較的軽いイオン種を用いることが望ましいことを明らかにした。

(第5章)

## 6.2 今後の課題

本研究では荷電ビームによる微細加工技術について検討を加えた。電子ビームの場合ビーム径が数十Å程度に絞れるのでナノメートルレベルのレジストパターン形成に応用することができる。しかし、レジストパターンを基板に転写するためにプラズマやイオンビームによるエッチングプロセスを用いる場合にはレジストの耐エッチング特性が優れている必要がある。この意味で従来用いられている有機高分子のレジストのみならず、金属化合物などを成分とした無機レジストや耐熱性にすぐれた有機レジストの実用化のための研究を進める必要がある。

一方イオンビームの場合、工業的応用範囲は電子ビームの場合より広く、例えば第5章で述べたイオンビームによる照射損傷を積極的に物性改質のために利用して各種デバイスを作製するための研究が行なわれている。このような状況の中で集束イオンビーム加工技術の果す役割は今後増々大きくなっていく。しかし、この技術はイオン源を含めた装置面での改良の余地が残されている。例えば、現在実用化されている液体金属イオン源を用いる場合ビーム径を $0.1\mu\text{m}$ 以下に絞ることが困難であり、またBやP等の半導体工業で用いられるイオン種を放出するイオン源の寿命が短く安定性に問題がある。一方イオンビームの加速電圧が例えばイオン注入の場合には数百kV程度を要するが、このような高圧の集束イオンビーム装置では放電防止のための対策が必要となる。

以上述べたように荷電ビームによる微細加工技術は克服すべき課題が多く残されており、今後、より一層精力的な研究を行なうことが必要である。

## 謝 辞

本論文をまとめるにあたり，終始懇切な御指導と御鞭撻を賜った京都大学工学部 福沢文雄教授に心より感謝いたします。

また本研究を進展するにあたって，懇篤な御教示と適切な御助言を賜った東邦夫教授，富田道男助手に厚く御礼申し上げます。

本研究遂行にあたって御指導と御鞭撻を賜り，また本論文作成の機会を与えていただくとともに激励いただいた三菱電機株式会社 L S I 研究所 所長 柴山恭一博士，同研究所 副所長 中田秀文博士，同研究所 L S I プロセス開発第一部長 加藤忠雄博士，同研究所 L S I プロセス開発第二部長 坪内夏朗博士に心から感謝いたします。

また，本研究の期間中，終始有益な討論と協力をいただいた三菱電機株式会社 L S I 研究所の各位に心から感謝いたします。





